



Etude d'un module accélérateur supraconducteur et de ses systèmes de régulation pour le projet MYRRHA

Frédéric Bouly

► To cite this version:

Frédéric Bouly. Etude d'un module accélérateur supraconducteur et de ses systèmes de régulation pour le projet MYRRHA. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2011. Français. NNT : 2011PA112231 . tel-00660392

HAL Id: tel-00660392

<https://theses.hal.science/tel-00660392>

Submitted on 16 Jan 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



UNIVERSITE PARIS-SUD XI

Ecole doctorale : Modélisation et Instrumentation en Physique, Energies, Géosciences et Environnement

Discipline : Sciences Physiques
Spécialité : Physique des accélérateurs

THESE DE DOCTORAT

présentée pour obtenir le grade de DOCTEUR ès Sciences

par

Frédéric BOULY

**ETUDE D'UN MODULE ACCÉLÉRATEUR SUPRACONDUCTEUR ET DE
SES SYSTÈMES DE RÉGULATION POUR LE PROJET MYRRHA**

Soutenue publiquement le 3 novembre 2011,
Devant la commission d'examen composée de :

M. Etienne AUGÉ	(Président du jury)
M. Jean-Luc BIARROTTE	
M. Jean-Marie DE CONTO	(Rapporteur)
M. Bernard HAAS	(Rapporteur)
M. Alex C. MUELLER	(Directeur de thèse)
M. Serge SIERRA	

Remerciements

Je voudrais, en premier lieu, remercier très sincèrement Jean-Luc Biarrotte, pour m'avoir guidé tout au long de cette thèse, pour tous ces échanges enrichissants, ainsi que pour son soutien permanent durant ces trois années.

Je tiens également à remercier mon directeur de thèse Alex Mueller, pour ses conseils, et la confiance qu'il m'a accordé.

Je remercie Etienne Augé pour avoir accepté d'être président du jury de cette thèse, ainsi que Bernard Haas et Jean-Marie De Conto pour avoir accepté la lourde tâche de rapporteur.

Je souhaite également remercier la Division Accélérateur de l'IPN d'Orsay - dirigée par Daniel Gardès puis par Said Essabaa - pour m'avoir accueilli durant ces trois années. Je remercie aussi la société THALES ELECTRON DEVICES sans qui cette thèse n'aurait pu avoir lieu, et en particulier Serge Sierra pour l'encadrement de mes travaux.

Je remercie chaleureusement Jean Lesrel et Christophe Joly pour tous leurs conseils avisés et leur grande aide lors des différentes « manip ». Je remercie aussi Guillaume Olry et Sébastien Bousson pour toutes les discussions enrichissantes.

Ce travail de thèse a été effectué en collaboration avec le laboratoire LASA de l'INFN de Milan, et à ce titre je remercie tout particulièrement Paolo Pierini, Rocco Paparella, Angelo Bosotti et Daniele Sertore pour leur aide et pour leur accueil chaleureux.

J'exprime toute ma gratitude à l'ensemble des équipes techniques de la division accélérateur de l'IPNO sans qui aucune « manip sur le cryomodule 700 Mégas » n'aurait été possible. Leurs connaissances et leur savoir-faire sont extrêmement précieux pour la physique expérimentale.

Merci donc à toutes les personnes que j'ai eu la chance de côtoyer au jour le jour à l'IPN et qui ont contribué de près ou de loin à cette thèse : Didier Grolet, Ayoub El Tarr, Nicolas Gandolfo, Richard Martret, Philippe Blache, Philippe Szott, Alain Stephen, Hervé Saugnac, Sylvain Berthelot, Ludovic Renard, Guy Michel, Guillaume Martinet, Mohamed Fouaidy, Jean-Pierre Thermeau, Christian Commeau, Frédéric Chatelet, Emmanuel Rampnoux, Mathieu Labaste, Sébastien Blivet, Mathieu Pierens, Claude Dodray, Jean-Michel Dufour, Patxi Duthil, Francis Dubois, Tahar Amorri, Marek Kaminski, Jean-François Yaniche, et j'en oublie...

Je tiens aussi à adresser un grand merci à Virginie Laurencier, Laurence Mathis et Amélie Kalinine pour leur aide dans la gestion quotidienne des aspects administratifs et pour leur indéfectible bonne humeur. Merci à mes confrères thésards et en particulier à mon prédécesseur David Longuevergne ; un compagnon de bureau ainsi qu'un valeureux adversaire au badminton.

Merci à tous pour les bons moments partagés !

Mes derniers mercis vont à mes amis et à ma famille ; à ma chère grand mère, à mes parents et à mon p'tit frère qui ont toujours été présents pour moi. Enfin, un tendre merci à Reine, pour sa patience, son écoute et pour tout le reste.

Résumé

Afin d'étudier la faisabilité de la technologie ADS (« Accelerator Driven System ») pour la transmutation des déchets hautement radiotoxiques le projet MYRRHA (« Multi-purpose hYbrid Research Reactor for High-tech Applications ») a pour objectif la construction d'un démonstrateur de réacteur hybride (50 à 100 MW_{th}). Pour cela le réacteur sous-critique nécessite un accélérateur de forte puissance délivrant un faisceau continu de protons (600 MeV, 4 mA), avec une exigence de fiabilité très élevée. La solution de référence retenue pour cette machine est un accélérateur linéaire supraconducteur. Ce mémoire de thèse décrit le travail de recherche - entrepris depuis octobre 2008 à l'IPN d'Orsay - portant sur la conception et la mise au point d'un module supraconducteur et des systèmes de régulation associés à sa cavité accélératrice, pour la partie haute énergie de l'accélérateur. Dans un premier temps, le design et l'optimisation de cavités accélératrices 5-cellules ($\beta=0,65$), fonctionnant à la fréquence de 704,4 MHz, sont présentés. Ensuite, la partie expérimentale se concentre sur l'étude de fiabilité du « cryomodule » prototype accueillant une cavité elliptique 5-cellules ($\beta=0,47$). Au cours de cette étude on s'est notamment attaché à mesurer et à caractériser le comportement dynamique du système d'accord. Les problématiques de maintien du « plat de champ » dans les cavités multi-cellules « bas bêta » ont aussi été mises en évidence. Enfin, une analyse sur la tolérance aux pannes de l'accélérateur linéaire a été menée. Dans ce but, une modélisation de la cavité, de sa boucle de régulation RF (radiofréquence) et de la boucle de contrôle de son système d'accord, a été développée afin d'étudier les comportements transitoires de cet ensemble. Cette étude a permis de chiffrer les besoins en puissance RF, les performances requises du système d'accord et de démontrer la faisabilité d'un réglage rapides des cavités supraconductrices afin de minimiser le nombre d'arrêts faisceau dans le linac de MYRRHA.

Mots-Clés : Cavité accélératrice - Supraconductivité - Hyperfréquence - Accélérateur linéaire à protons - Réacteur hybride - Fiabilité - Tolérance aux pannes - régulation des systèmes asservis - Bas niveau RF - Système d'accord

Abstract

The MYRRHA (Multi-purpose hYbrid Research Reactor for High-tech Applications) project aims at constructing an accelerator driven system (ADS) demonstrator (from 50 to 100 MW_{th}) to explore the feasibility of nuclear waste transmutation. Such a subcritical reactor requires an extremely reliable accelerator which delivers a CW high power proton beam (600 MeV, 4 mA). The reference solution for this machine is a superconducting linear accelerator. This thesis presents the work - undertaken at IPN Orsay in October 2008 - on the study of a prototypical superconducting module and the feedback control systems of its cavity for the high energy part of the MYRRHA linac. First, the design optimization of 5-cell elliptical cavities ($\beta=0.65$), operating at 704.4 MHz, are presented. Then, the experimental work focuses on a reliability oriented study of the « cryomodule » which hold a prototypical 5-cell cavity ($\beta=0.47$). During this study the dynamic behavior of the fast tuning system of the cavity was measured and characterised. The « field flatness » issue in « low beta » multi-cell cavity was also brought to light. Finally, a fault-tolerance analysis of the linac was carried out. Toward this goal, a model of the cavity, its RF feedback loop system and its tuning system feedback loop was developed. This study enabled to determine the RF power needs, the tuning system requirements and to demonstrate the feasibility of fast fault-recovery scenarios to minimise the number of beam interruptions in the MYRRHA linac.

Keywords : Accelerating cavity - Superconductivity - Microwave frequency - Proton linear accelerator - Accelerator Driven System - Reliability - Fault-tolerance - Low Level RF - Tuning System

Table des matières

Table des matières	i
Introduction	1
1 Transmutation des déchets nucléaires assistée par accélérateur	5
1.1 Problématique d'incinération des déchets nucléaires	7
1.1.1 Déchets radioactifs, situation actuelle	8
1.1.2 Formation des corps à vie longue et risques induits	10
Combustible utilisé et Radiotoxicité	10
Les actinides majeurs	11
Les actinides mineurs et autres produits	14
Bilan et solutions	14
1.1.3 Principe de transmutation et incinération	17
1.1.4 Réacteur hybride	21
Principe	21
Cible de spallation	21
Accélérateur à protons de haute intensité	22
1.2 Les accélérateurs de particules pour piloter la transmutation	25
1.2.1 Principe accélérateur et évolution technologique	25
Introduction	25
Principe et accélération électrostatique	26
Accélération électromagnétique	27
1.2.2 Le choix d'un accélérateur linéaire supraconducteur	32
Besoins et critères de choix pour un démonstrateur d'ADS	32
Linac supraconducteur ou Cyclotron	33
1.3 Le projet MYRRHA	36
1.3.1 Un démonstrateur d'ADS	36
1.3.2 L'accélérateur supraconducteur	38
2 Cavité resonante et supraconductivité pour l'accélération de particules	41
2.1 Cavités accélératrices	44
2.1.1 Principe	44
Equations de Maxwell	44
Compréhension de la résonance	44
Le modèle de la cavité « pill-box »	47
Cavité et tubes faisceau	49
2.1.2 Grandeurs caractéristiques	52

	Principe d'accélération et condition de synchronisme	52
	Champ accélérateur	53
	Facteur de temps de transit	54
	« Bêta géométrique » et « bêta optimal »	55
	Facteur de qualité	56
	Impédance shunt et (r/Q)	57
2.1.3	Modélisation d'une cavité et de son environnement	57
	Introduction des principaux paramètres et analogie entre définitions « électrique » et « énergétique »	57
	La source Hyperfréquence, un générateur de courant	60
	Le faisceau, un autre générateur de courant	62
	La cavité, un résonateur passe-bande	64
2.1.4	Notion de couplage	65
	Cavité dans une configuration de test	65
	Bilan de Puissance	66
	Mesure du couplage en charge Q_L	67
	Discussion de la notion de couplage critique	68
	Mesure de $Q_0(E_{acc})$	69
2.2	Phénomène de supraconductivité	72
2.2.1	Approche phénoménologique	72
	Disparition de l'état résistif	72
	Effet Meissner et les trois grandeurs critiques	73
	Les deux types de supraconducteurs	74
2.2.2	Théorie de London	76
	Les deux équations de London	76
	Interprétation de la seconde équation de London et Effet Meissner	77
	Interprétation de la première équation de London et résistance de surface	78
2.2.3	Approche thermodynamique, théorie de Ginzburg-Landau	80
2.2.4	Approche quantique, théorie BCS	84
	Paires de Cooper	85
	Résistance de surface	86
2.3	Cavités accélératrices supraconductrices	88
2.3.1	Intérêt des supraconducteurs pour un résonateur RF	88
	Résistance de surface d'un conducteur normal	88
	Résistance de surface réelle d'un supraconducteur	89
	Le choix du niobium supraconducteur	91
2.3.2	Performances et Fiabilité des cavités supraconductrices	94
	Les pertes RF	94
	Stabilité thermique et « quenches »	95
	Le « multipacting »	96
	L'émission de champ	96
	Champs pics de surface et enjeux de conception	97
2.4	Conclusion du chapitre	99

3	Etude RF d'une cavité elliptique $\beta_g = 0,65$	101
3.1	Considérations préliminaires à l'étude	105
3.1.1	Motivations et performances exigées	105
3.1.2	Géométrie de la cavité	106
3.2	Cavités multi-cellules	109
3.2.1	Matrice d'une cavité 5-cellules	109
3.2.2	Obtention du « plat de champ »	111
3.2.3	Enjeux de conception	114
3.3	Etude RF et optimisation des cellules	117
3.3.1	Design des cellules internes	117
	Paramétrisation de la géométrie	117
	Méthode, code de calcul et maillage	118
	Longueur de cellule, L	121
	Rayon d'ouverture de l'iris, R_b	121
	Inclinaison de la paroi, α	122
	Distance de la paroi, d	123
	Rapports des rayons des ellipses Q_1 et q_2	124
	Bilan sur l'optimisation des cellules internes	126
3.3.2	Demi-cellules externes et cavité complète	128
	Design des cellules externes	128
	Performance de la cavité optimisée	130
3.4	Second design et calcul du couplage	133
3.4.1	Résultats obtenus pour le 2 nd design	133
3.4.2	Calcul du couplage	135
	Spécifications pour le couplage incident	136
	Méthode, code de calcul 3D et maillage	138
	Résultats de l'étude	139
3.5	Conclusion du chapitre et réalisation d'un prototype	142
3.5.1	Conclusion sur les deux designs RF	142
3.5.2	Vers la réalisation d'une cavité prototype	143
3.5.3	Considérations finales	145
4	Etudes sur le Cryomodule prototype 700 MHz pour l'accélérateur de MYR-RHA	147
4.1	Présentation du cryomodule et de ses systèmes associés	151
4.1.1	Boîte à vannes et enceinte cryogénique	151
	La boîte à vannes	151
	Le cryostat	153
4.1.2	La cavité et son tank hélium	155
4.1.3	Le système d'accord	158
4.1.4	Le coupleur de puissance	160
4.1.5	Source de puissance	163
4.1.6	Dispositif global et objectifs pour les premiers tests du cryomodule	165
4.2	Premiers tests du cryomodule en couplage critique	168
4.2.1	Principe des tests « basse puissance »	168
4.2.2	Préparation de la cavité	172

	Mesure de couplages pour le choix des longueurs d'antennes	172
	Conditionnement de la cavité	174
4.2.3	Premiers tests RF	178
	Problèmes rencontrés et première mesure des performances RF	178
	Test du système d'accord à froid	180
4.2.4	Aspects cryogéniques	182
	Zone de test et gestion de la cryogénie	182
	La mise en froid	184
	Le mode « stand-by »	185
	Le mode « fonctionnement à 4K »	187
4.2.5	Conclusion sur les premiers tests	189
4.3	Etude et mesure du « plat de champ »	191
4.3.1	Introduction	191
4.3.2	Mesure du profil du champ électrique sur l'axe faisceau	192
	Mesure par la méthode des perturbations	192
	Dispositif de mesure	193
	Mesures et constats sur le « plat de champ »	194
4.3.3	Calcul pour l'identification des cellules défaillantes	197
	Principe de calcul	198
	Calcul des paramètres k_i , ω_i pour les cellules internes	200
	Calcul des paramètres k_i , ω_i et $\gamma_{1,2}$ pour les cellules externes	200
	Validité des calculs et résultats	201
4.4	Caractérisation du système d'accord « rapide »	206
4.4.1	Dispositifs de mesures	206
	Mesure en boucle ouverte (à chaud ou en « couplage machine »)	206
	Mesure avec une boucle à verrouillage de phase (à froid, en couplage critique)	209
4.4.2	Mesure du comportement du système d'accord	211
	Mesures statiques	211
	Résultats des mesures dynamiques et microphonies	212
4.4.3	Modélisation de la fonction de transfert du système d'accord	214
4.5	Conclusion du chapitre	217

5 Modélisation et étude de la tolérance aux pannes d'une cavité supraconductrice 219

5.1	Fiabilité d'un linac supraconducteur de haute puissance	223
5.1.1	Origines des interruptions faisceau dans un accélérateur linéaire	223
5.1.2	Problématique pour l'accélérateur de MYRRHA	225
5.1.3	Modélisation pour l'étude de la tolérance aux pannes	227
5.2	Modélisation d'une cavité supraconductrice et de ses systèmes de régulation	229
5.2.1	Principe de régulation et système de contrôle numérique	229
	Principe de régulation d'une cavité accélératrice supraconductrice	229
	Contrôle d'une cavité supraconductrice	230
	Système de régulation numérique	231
5.2.2	Modélisation d'une cavité	234
	Tension cavité dans le formalisme I/Q	234

	Perturbations en fréquence	236
	Grandeurs mises en jeu	238
	Bilan de puissance et régime établi	240
	Réglage optimal en fréquence	242
	Point de fonctionnement optimal	242
5.2.3	Fonction de transfert de la cavité	245
5.2.4	Modélisation de la boucle de régulation RF	248
	Fonction de transfert des sous-systèmes	249
	Etude du réglage des correcteurs sur les boucles I et Q	252
5.2.5	Modélisation de la boucle de régulation du système d'accord	258
	De l'importance du système d'accord	258
	Fonction de transfert des sous-systèmes	259
	Effet du SAF sur la stabilité dynamique	264
5.3	Etudes de scénarii pour la tolérance aux fautes de l'accélérateur de MYRRHA	269
5.3.1	1 ^{er} scénario : Compensation d'une panne RF	269
	Description du scénario	269
	Déroulement de la procédure	274
	Conclusion	278
5.3.2	2 ^{ème} scénario : Retour au fonctionnement nominal	279
	Description du scénario	279
	Déroulement de la procédure	280
	Conclusion	283
5.3.3	3 ^{ème} scénario : Le cas du cryomodule 700 MHz prototype à l'IPNO	284
	Scénario pour le test des boucles de régulation	284
	Etude préliminaire pour le cas du quench	288
5.4	Conclusion du chapitre	290
Conclusion et perspectives		293
A Calcul des coefficients de Fourier d'un faisceau modélisé comme une succession de « bunchs » gaussiens		295
B Critères pour le choix du nombre de cellules pour une cavité accélératrice à protons		299
B.1	Influence sur le champ accélérateur	299
B.2	Facteur de remplissage	300
B.3	Choix des 5 cellules	303
C Vérification du calcul du couplage externe lors de l'étude avec CST Microwave Studio®		305
C.1	Introduction	305
C.2	Méthode pour le calcul du couplage	306
C.3	Calcul du couplage par une méthode transitoire	307
	Choix du cas d'étude et résultats avec le « solver » « Eigenmode »	307
	Calcul du Q_{ext} par une analyse transitoire	308
C.4	Conclusion et remarque finale	311

D	Spécifications pour le couplage des cavités « bêta 0,47 » de l'accélérateur de MYRRHA et discussion sur les besoins en puissance RF	313
D.1	Objectifs	313
D.2	Choix du couplage	314
D.3	Discussion sur les spécifications des amplificateurs de puissance	317
D.4	Conclusion	319

Introduction

L'un des principaux axes de recherche associé à l'énergie nucléaire concerne la gestion des déchets radioactifs. Dans ce contexte, des voies innovantes sont explorées afin de fournir des solutions pour réduire de manière significative les quantités des déchets radiotoxiques à longue durée de vie. Un concept novateur pour transmuter ces déchets est celui du Réacteur Hybride (ou ADS, pour « Accelerator Driven System »), où un accélérateur de protons permet de piloter la réaction en chaîne dans un massif sous-critique. Afin d'atteindre les objectifs de transmutation requis, l'accélérateur doit fournir un faisceau continu de très haute puissance de l'ordre de 20 MW (~ 1 GeV, ~ 20 mA) pour une application industrielle. L'accélération de ces faisceaux, à la fois très intenses et de fort cycle utile, est devenue possible grâce à l'arrivée des technologies supraconductrices.

C'est au milieu des années 60, que l'intérêt de la supraconductivité a été réellement démontré par la première accélération d'un faisceau d'électrons au HEPL (« Hansen Experimental Physics Laboratory ») de Standford. Par la suite, c'est grâce aux progrès réalisés dans la production de matériaux supraconducteurs, de plus en plus purs, et aux développements des procédés de traitement de surfaces, que le plus haut gradient jamais atteint dans une cavité supraconductrice s'élève maintenant à $\sim 53,5$ MV/m [1]. Bien que cette technologie permette d'atteindre de hauts gradients, son intérêt majeur réside surtout dans sa grande efficacité d'accélération. En effet, contrairement aux « cavités normales », les pertes par dissipations sont négligeables dans un supraconducteur. Ceci permet d'optimiser le rendement de l'accélérateur, car la quasi-intégralité de la puissance RF (radiofréquence) est transmise au faisceau. On s'affranchit alors des limitations inhérentes aux cavités en cuivre en fonctionnement continu (le champ accélérateur est très limité par les pertes par effet Joule)

Pour assurer le bon fonctionnement d'un ADS, la disponibilité du faisceau doit être quasi-permanente. En effet, des interruptions trop longues et trop fréquentes peuvent induire des contraintes thermiques sur la cible de spallation ou le cœur du réacteur, et par conséquent endommager les structures. Autrement dit, l'accélérateur doit être robuste, suffisamment flexible et modulaire pour être en mesure de compenser les possibles pannes des éléments d'accélération, sans pour autant que le faisceau soit définitivement interrompu.

La solution de référence pour l'accélérateur de type ADS est ainsi un linac supraconducteur dont les cavités sont pilotées de façons indépendantes et regroupées dans des modules refroidis à très basse température, que l'on nomme cryomodules. Ces instruments, ainsi que

leurs systèmes de régulation, doivent être conçus pour garantir des conditions de fonctionnement les plus stables possibles, afin que le contrôle de l'amplitude et de la phase du champ accélérateur se fasse avec la plus grande précision.

Afin d'étudier la faisabilité de la technologie ADS pour la transmutation des déchets hautement radiotoxiques le projet MYRRHA (« Multi-purpose hYbrid Research Reactor for High-tech Applications ») vise la construction d'un démonstrateur de réacteur hybride (50 à 100 MW_{th}) à neutrons rapides. Les neutrons de spallation, qui permettent d'entretenir la réaction en chaîne, seront produits grâce à un linac supraconducteur fournissant un faisceau de 2,4 MW (600 MeV, 4 mA). Ce manuscrit décrit le travail de recherche, entrepris depuis octobre 2008 à l'IPN d'Orsay, portant sur la conception et la mise au point d'un module supraconducteur pour l'accélérateur linéaire de MYRRHA et des systèmes de régulation associés aux cavités accélératrices.

- Dans le premier chapitre on a choisi d'introduire le projet MYRRHA en exposant les principaux enjeux qui motivent la construction d'un démonstrateur d'ADS et on justifiera notamment le choix d'un accélérateur linéaire supraconducteur pour le piloter.

- Le second chapitre est dédié à l'introduction du principe de fonctionnement d'un résonateur RF et aux notions nécessaires à la compréhension du phénomène de supraconductivité pour une application aux cavités accélératrices.

- Le troisième chapitre présente les résultats et travaux effectués pour le design de cavités elliptiques, il permettra aussi de mettre en avant les points critiques pour assurer le bon fonctionnement d'une cavité supraconductrice multi-cellules.

Les deux derniers chapitres représentent le cœur du travail effectué durant ces trois années dans le cadre de la problématique de fiabilité du linac destiné à piloter l'ADS MYRRHA.

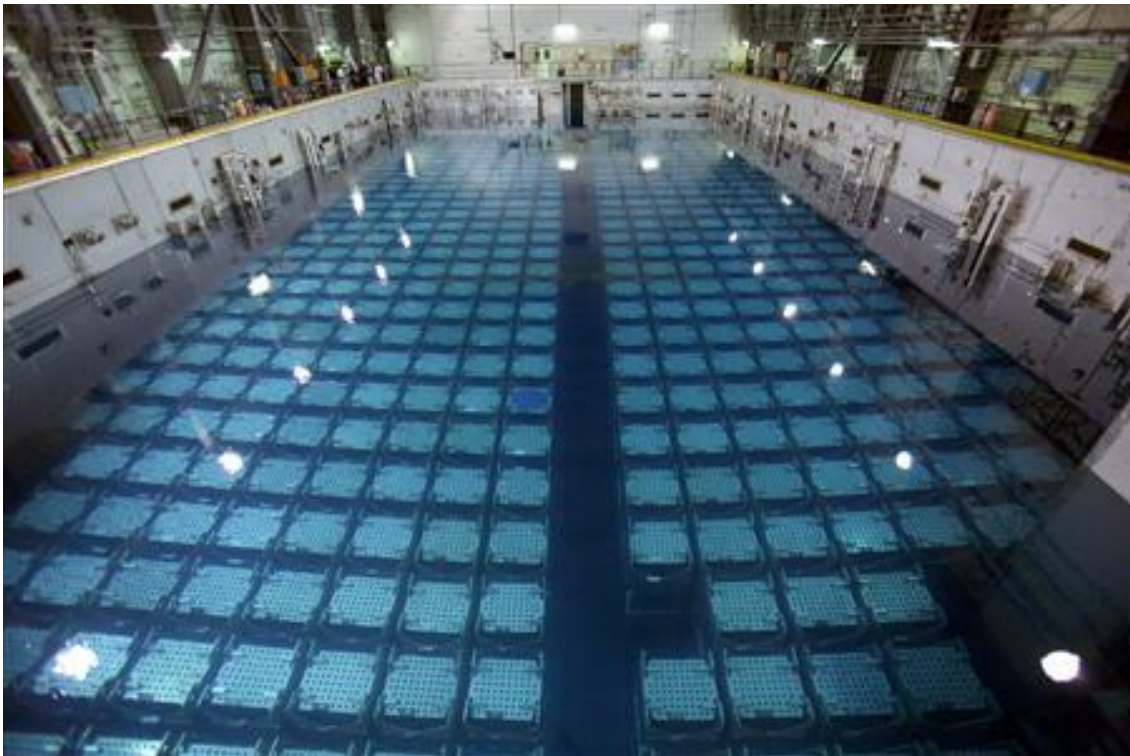
- Le chapitre 4 est dédié à l'étude d'un cryomodule prototype, récemment installé à l'IPN d'Orsay et destiné à devenir un banc de test de référence pour l'étude de la fiabilité et de la tolérance aux pannes du linac supraconducteur de MYRRHA. Dans ce chapitre on prendra le temps de détailler l'ensemble des éléments qui le composent ainsi que sa chaîne de puissance RF. Puis on présentera les problématiques rencontrées, ainsi que leurs analyses, lors des premiers tests menés sur ce cryomodule prototype.

- Enfin, le dernier chapitre du manuscrit est dédié à une étude théorique sur la tolérance aux pannes du linac. En se basant notamment sur les premières mesures effectuées sur le cryomodule prototype, on a développé un modèle décrivant le comportement d'une cavité accélératrice et de ses systèmes de régulation. Ces systèmes permettent de contrôler le champ accélérateur, en amplitude et phase, ainsi que la fréquence de résonance de la cavité par l'intermédiaire d'un système d'accord mécanique. Le modèle a ensuite été utilisé pour l'étude

de scénarii « accidentels » afin de conclure sur la faisabilité des procédés garantissant la tolérance aux fautes de l'accélérateur de MYRRHA.

Chapitre 1

Transmutation des déchets nucléaires assistée par accélérateur



Piscine de stockage des déchets nucléaires à La Hague.

1.1 Problématique d'incinération des déchets nucléaires

Depuis le début des années 30, et la découverte du phénomène de fission, les technologies usant de l'énergie nucléaire connaissent un essor considérable. Elle a notamment contribué à des progrès significatifs dans le domaine médical, mais c'est pour la production d'électricité qu'elle a connu sa plus grande expansion. En effet, les réactions de fission de noyaux d'atomes comme l'uranium 235 ou le plutonium 239, traditionnellement utilisées dans les centrales nucléaires, sont extrêmement calorifiques et sans rejet direct de dioxyde de carbone : l'énergie produite par la fission d'un gramme d' ^{235}U équivaut à la combustion de 2,4 tonnes de charbon ou de 1,6 tonnes de pétrole [2].

Cette énergie fossile présente aussi un coût attractif, et c'est donc pendant le choc pétrolier des années 70 que le parc nucléaire français s'est développé. Aujourd'hui, les 58 réacteurs industriels en fonctionnement représentent environ 75% de la production électrique de l'hexagone. En Europe, ce sont 143 tranches qui fournissent 25% de l'électricité consommée sur le continent [3]. Néanmoins, même si une partie des combustibles brûlés est recyclée, l'activité nucléaire génère des déchets hautement radioactifs. Et, depuis plusieurs dizaines d'années, la problématique de gestion de ces déchets est au centre de nombreuses controverses qui segmentent l'opinion publique.

Du fait de leur relativement faible volume, en comparaison de la totalité du combustible, la question des déchets radioactifs a longtemps été considérée comme secondaire par les promoteurs de l'industrie nucléaire. Ces déchets contiennent pourtant des corps radiotoxiques, dont les périodes de décroissance sont bien au-delà des durées que connaissent les sociétés humaines. L'accroissement de l'activité électronucléaire dans le monde¹ et l'accumulation des déchets soulèvent des questions déontologiques, politiques et sécuritaires. Il apparaît donc crucial de disposer de solutions techniques fiables et sociologiquement acceptables pour gérer ces déchets à très long terme et limiter leur prolifération. Aujourd'hui le stockage géologique profond s'avère être la solution technique la mieux maîtrisée bien que quelques interrogations subsistent sur l'évolution, à longue échéance, des sites d'enfouissement.

Dans cette partie on exposera brièvement les mécanismes de formation des produits radiotoxiques à vie longue en s'appuyant sur quelques chiffres d'actualité. Puis, on introduira le principe de transmutation, qui présenterait une solution complémentaire au stockage géologique profond, et sa mise en œuvre par le biais du concept de réacteur hybride piloté par un accélérateur de protons.

1. On peut toutefois nuancer ce propos en remarquant que depuis l'accident de la centrale de Fukushima suite au tsunami du 11 mars 2011, les programmes de développement de l'énergie électronucléaire dans le monde semblent être revus à la baisse.

1.1.1 Déchets radioactifs, situation actuelle

L'utilisation des propriétés de la radioactivité dans de nombreux secteurs engendre chaque année des déchets radioactifs. Ces déchets, que l'on trouve sous forme gazeuse, liquide ou solide, peuvent s'avérer nocifs pour l'Homme et l'Environnement. L'Agence de L'Energie Nucléaire de L'OCDE (l'Organisation de Coopération et de Développement Economiques), en a donné une définition communément adoptée :

« Toute matière contenant des radionucléides en concentration supérieure aux valeurs que les autorités compétentes considèrent comme admissibles dans les matériaux propres à une utilisation sans contrôle et pour laquelle aucun usage n'est prévu »

Les déchets radioactifs proviennent essentiellement de l'activité électronucléaire (cf. Figure 1.1). En France, on estime qu'environ 2 kg de déchets nucléaires sont produits par an et par habitant, contre 360 kg/an/hab de déchets ménagers [4].

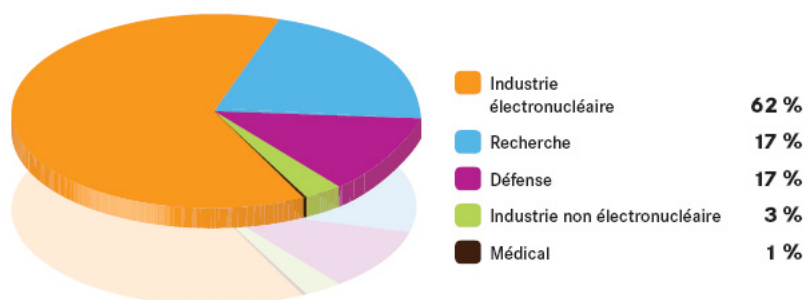


FIGURE 1.1 – Estimation de la répartition des déchets radioactifs, par secteur économique, existant à la fin 2007 en France [4].

Ces déchets sont classés selon leur niveau d'activité² massique, généralement exprimé en Becquerels par kilogramme. En France, on les classe en quatre catégories : haute activité (HA), moyenne activité (MA), faible activité (FA) et très faible activité (TFA). Ils sont aussi caractérisés par leur période radioactive³, et leur classification est résumée par le Tableau 1.1.

A la fin de l'année 2007, on estimait que le volume total de déchets radioactifs était d'environ 1 153 000 m³. On remarque que plus de la moitié de ces déchets radioactifs sont de faible et moyenne activité à vie courte (FMA-VC), ils sont essentiellement liés à la maintenance (vêtements, outils, filtres...) et au fonctionnement des installations nucléaires (traitements d'effluents liquides ou filtration des effluents gazeux). Ils peuvent également provenir d'opérations d'assainissement et de démantèlement. Les produits de faible et moyenne activité à

2. L'activité représente le nombre de désintégrations par seconde au sein d'une matière radioactive; elle se mesure en Becquerel (1Bq = 1 désintégration/s) ou en Curie (1 Ci=3,7.10¹⁰Bq).

3. La Période Radioactive s'exprime en années, jours, minutes ou secondes. Egalement appelée demi-vie, elle quantifie le temps au bout duquel l'activité initiale d'un radionucléide est divisée par deux. On distingue les déchets dont les principaux radionucléides ont une période courte (inférieure ou égale à 31 ans) et ceux de période longue (supérieure à 31 ans). On considère généralement pour les premiers que la radioactivité est très fortement atténuée au bout de 10 périodes, soit près de 300 ans.

TABLEAU 1.1 – Classification des déchets radioactifs et répartition (en %) du volume, en 2007 [4].

Très Faible Activité (TFA)		Déchets TFA Stockés en surface au Centre de stockage TFA de l'Aube. 20,1 %	
Faible Activité (FA)	Déchets VTC Gérés sur place par décroissance radioactive. Ils sont ensuite gérés comme des déchets classiques.	Déchets FMA-VC* Stockés en surface au Centre de stockage FMA de l'Aube qui a succédé au Centre de stockage de la Manche, aujourd'hui fermé et sous surveillance. 68,8 %	Déchets FA-VL Centre de stockage à faible profondeur (entre 15 et 200 mètres) à l'étude. Mise en service prévue en 2019. 7,2 %
Moyenne Activité (MA)			Déchets MA-VL Centre de stockage profond (à 500 mètres) à l'étude. Mise en service prévue en 2025. 3,6 %
Haute Activité (HA)		Déchets HA Centre de stockage profond (à 500 mètres) à l'étude. Mise en service prévue en 2025. 0,2 %	
	Vie très courte (VTC) période radioactive < 100 jours	Vie courte (VC) période radioactive ≤ 31 ans	Vie longue (VL) période radioactive > 31 ans

vie longue (FA-VL et MA-VL) proviennent en majeure partie des structures qui entourent les combustibles usés et les produits issus du traitement des minerais pour la fabrication des combustibles. Les déchets de très faible activité (TFA) proviennent essentiellement du démantèlement des installations nucléaires ou d'industries classiques utilisant des matériaux naturellement radioactifs. Ils se présentent généralement sous forme de déchets inertes (béton, gravats, terres).

Enfin, ceux de haute activité (HA) sont les déchets ultimes issus directement des combustibles usés. Ils ne représentent que 0,2 % des résidus nucléaires, mais presque 95 % de la radiocativité totale générée par les déchets [4]. Parmi ces résidus HA, on distingue notamment des éléments dont les durées de vie sont extrêmement longues (10^6 à 10^{11} années). Ce sont ces corps à vie longue qui complexifient le traitement des déchets nucléaires du fait de leur très haute radiotoxicité.

1.1.2 Formation des corps à vie longue et risques induits

Combustible utilisé et Radiotoxicité

Les noyaux radioactifs formés à l'intérieur du combustible peuvent être distingués en trois grandes familles :

- Les produits d'activation (PA), principalement issus des structures d'assemblage du cœur du réacteur. Ce sont généralement des déchets de catégories FA et MA.
- Les produits de fission (PF), qui résultent en majeure partie de la fission directe de l'uranium et du plutonium.
- Les noyaux lourds, qui englobent l'uranium et le plutonium non consommés ainsi que les noyaux formés par captures successives et appelés transuraniens.

Ces différents résidus, d'activité nucléaire très variable, présentent des risques radiologiques, c'est à dire des risques biologiques liés à leur rayonnement radioactif. L'impact de ces risques sur l'homme, par ingestion ou inhalation d'un radionucléide, est caractérisé par la Radiotoxicité R . Elle se mesure en Sievert⁴ (Sv), et elle quantifie l'influence de l'activité A d'un élément sur les tissus, pondérée par un facteur de dose F_d (en Sv/Bq), dont la valeur dépend de la forme chimique, du métabolisme, de la nature et de l'énergie des rayonnements.

La Figure 1.2 illustre l'évolution dans le temps de la radiotoxicité totale (Sv/tonnes) de ces résidus nucléaires (pour un taux de combustion thermique⁵ donné). On constate que la radiotoxicité des produits d'activation est moins importante que celle des autres déchets ; au déchargement elle est déjà inférieure à celle du combustible. La contribution des produits de fission est dominante durant les premiers siècles puis elle décroît fortement. Cette chute, autour du millier d'années, est dû au fait que les produits issus de la fission directe de l'uranium et du plutonium sont pour la plupart à période courte. Le terme produit de fission englobe aussi les éléments résultant de la désintégration spontanée ou du changement de nature sous flux neutronique des PF directs. La Figure 1.3 représente l'évolution de l'activité de ces PF, et on peut constater qu'après une décroissance brutale, en raison de la présence du césium 137, il faut ensuite attendre le million d'années avant de recouvrer un niveau de radioactivité naturelle de référence.

4. le Sievert est l'unité de mesure d'une *dose équivalente*, elle prend en compte le type de radiation sur les tissus vivants. Elle pondère la *dose absorbée*, qui donne une mesure de la quantité de radiation absorbée par la matière, en Gray (1 Gray = 1 Joule absorbé par kilogramme de matière). A titre indicatif les limites de doses annuelles sont de 50 mSv/an pour les travailleurs du nucléaire et de 1 mSv/an pour le public ; en France l'irradiation naturelle est comprise entre 0,2 et 0,4 mSv/an.

5. Le taux de combustion thermique (TCT), ou « burn-up », est l'énergie thermique produite par les fissions nucléaires dans une unité de masse de combustible. Il est mesuré en gigawatt ou mégawatt par jour par tonne de combustible (MWj/t). Au sens propre, il correspond au pourcentage d'atomes lourds (uranium et plutonium) ayant subi la fission pendant une période donnée. Par exemple, pour un REP 900, de façon classique son « burn-up » est calculé en considérant qu'il fonctionne à 80% sur les 365 jours de 3 années successives, où il fournira 900 MW_e avec un rendement de 33 % et un poids d'uranium d'environ 72 tonnes : $TCT_{REP900} = 3 \times 365 \times 0,8 \times 900 \times 1/0,33 \times 1/72 \approx 33$ GWj/t.

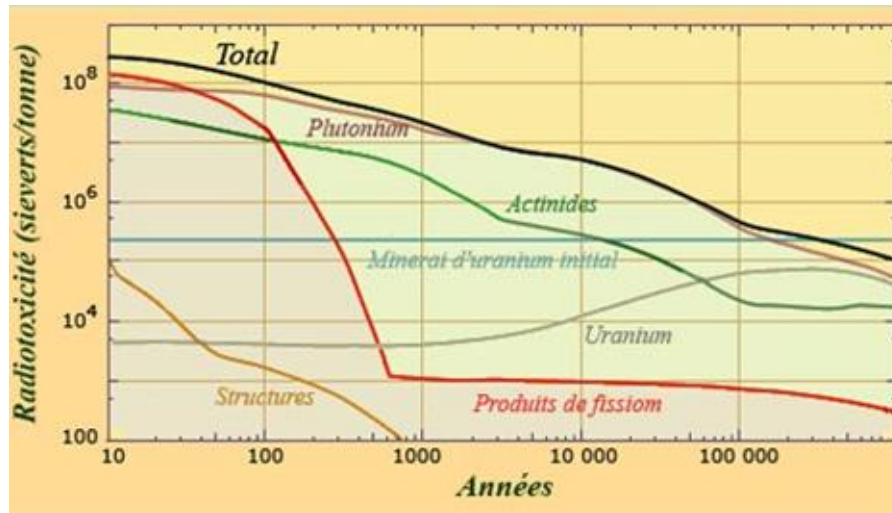


FIGURE 1.2 – Evolution de la Radiotoxicité totale (Sv/t) de combustible usé (UOX enrichi à 3,7 %, retiré du réacteur à un taux de combustion thermique de 45 GWj/t et refroidi pendant 5 ans) [5].

On s'aperçoit que ce sont les noyaux lourds issus de la famille des actinides⁶ (filière uranium-plutonium) qui dominant, à long terme, la radiotoxicité du combustible usé. On les classe généralement en deux catégories :

- les actinides *majeurs* ; l'uranium (U) et le plutonium (Pu)
- les actinides *mineurs* ; en particulier les isotopes du neptunium (Np), de l'américium (Am) et du curium (Cm).

Cette distinction entre actinides se justifie par les quantités bien plus importantes pour les actinides majeurs au déchargement et le caractère fissile de certains d'entre eux (cas du Pu), alors que les actinides mineurs sont considérés comme des déchets.

Les actinides majeurs

Les combustibles nucléaires sont généralement élaborés sur une base d'oxyde d'uranium (UOX). Ce combustible est enrichi à une teneur en uranium 235 de l'ordre de 3,5 %, le reste est essentiellement composé d'uranium 238. C'est l' ^{235}U qui donne lieu à la réaction de fission et engendre le dégagement de chaleur nécessaire à la production d'énergie. Toutefois, il n'est pas consommé entièrement, on estime qu'au déchargement du combustible usé la teneur en ^{235}U a diminué d'un facteur trois à quatre. Les procédés de retraitement du combustible irradié permettent de récupérer l'excédent non brûlé, pour le recycler en combustible neuf.

L' ^{238}U qui représente la majeure partie du combustible au déchargement est lui aussi recyclé. Cependant, au cours de l'irradiation il s'est partiellement transformé, par capture d'un

6. La série des actinides comprend les éléments chimiques du tableau périodique se situant entre l'actinium et le lawrencium, possédant donc un numéro atomique (Z) entre 89 et 103 inclus. A l'état naturel on trouve de façon relativement abondante l'uranium (Z = 92) et le thorium (Z = 90). Les éléments de numéro atomique Z > 92 sont artificiels et issus de capture nucléaires dans les cœurs de réacteurs.

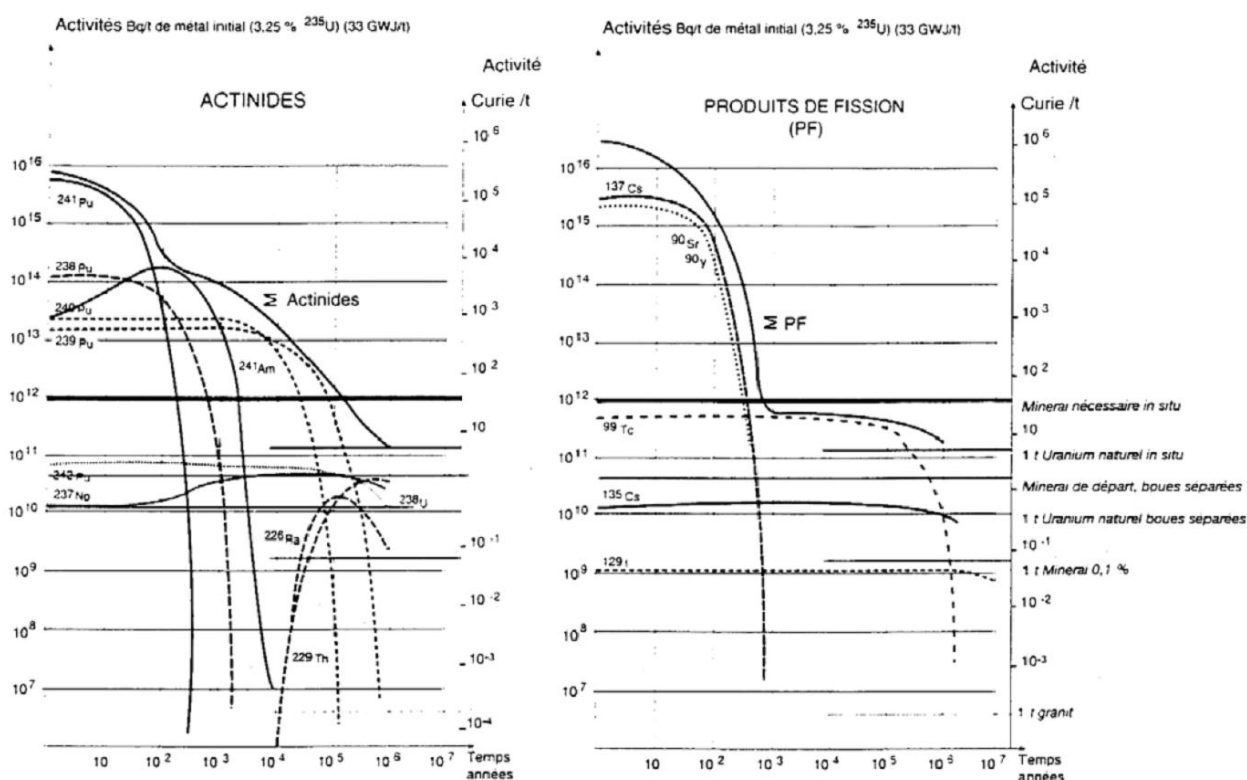


FIGURE 1.3 – Evolution de l'activité (en Curie/t) des actinides et des produits de fission après déchargement [6].

neutron thermique, en uranium 239 instable qui donne par émission β du neptunium 239 de période très courte (2,35 jours) et qui par le même processus se transforme en plutonium 239. Celui-ci peut capturer à son tour un neutron thermique, et ainsi de suite (cf. Figure 1.4). Plusieurs isotopes du plutonium coexistent au final, l'isotope 239 restant le plus abondant.

Le plutonium domine à long terme la radiotoxicité des combustibles usés, et ceci bien après la décroissance des produits de fission. Mais c'est une matière fissile à haut potentiel énergétique ; la fission du ^{239}Pu est considérée comme plus rentable en terme de neutrons que celle de ^{235}U . Ainsi, il convient de s'interroger sur la stratégie à adopter pour le traitement de cet élément. Sa réutilisation comme nouveau combustible engendre de nouveaux déchets à vie longue. Mais en le considérant lui aussi comme un déchet, et en le stockant, on s'expose à des risques de migration (bien que calculés comme très minimes) ou pis à des scénarii accidentels tel que l'intrusion humaine dans un site de stockage géologique dont on aurait perdu la mémoire.

A l'heure actuelle deux modes de gestion sont appliqués (ou envisagés). Le premier consiste à ne pas le retraiter et à le stocker définitivement en couches géologiques profondes, après une période prolongée d'entreposage en piscine. Les motifs de ce choix sont divers, aux États-

Unis par exemple ils sont justifiés par une politique sécuritaire de non-prolifération et par l'absence d'intérêt des industriels.

La seconde stratégie adoptée est une gestion mixte : une partie du combustible est recyclée et une autre est entreposée en attente d'enfouissement ou d'un possible retraitement. C'est notamment le cas de la France, dont, initialement, le plutonium séparé devait servir comme combustible pour les réacteurs à neutrons rapides. Mais, en l'absence de programme significatif jusqu'à présent⁷, cette possibilité fut abandonnée et le plutonium est utilisé comme base du combustible MOX (Mélange d'Oxydes) dans certains réacteurs à eau pressurisée.

Ce recyclage permet d'économiser l'uranium, mais il s'essouffle sur plusieurs cycles, car seul les isotopes impairs du Pu sont fissiles. De plus, la production d'actinides mineurs est fortement accrue. Ceci est illustré par le Tableau 1.2 qui fait le bilan avant et après déchargement des actinides pour différents types de réacteurs ; on constate que la production des américiums et des curiums est multipliée par 10 dans le cas des réacteurs fonctionnant avec un combustible MOX.

TABLEAU 1.2 – Les actinides présents au déchargement. Les bilans sur quatre types de réacteurs sont proposés, avec leur combustible et leur taux de combustion thermique (TCT). [7]

	UOX1 TCT = 33000 MWj/t U-235= 3,5 % refroidissement= 3 ans			UOX N4 TCT = 47500 MWj/t U-235= 4 % refroidissement= 5 ans			MOX REP TCT = 43500 MWj/t Pu= 8,2 % refroidissement= 4 ans			MOX RNR TCT = 50000 MWj/t Pu= 17,5 % refroidissement= 3 ans		
	Masse initiale	Masse finale	Bilan	Masse initiale	Masse finale	Bilan	Masse initiale	Masse finale	Bilan	Masse initiale	Masse finale	Bilan
U-234		0,9	0,9		0,6	0,6		0,5	0,5			
U-235	136	40	-96	103	19	-84	6,7	3,5	-3,2	7,2	4,8	-2,4
U-236		16,4	16,4		13,6	13,6		0,7	0,7		0,5	0,5
U-238	3757	3661	-96	2468	2347	-121	2704	2573	-131	1848	1776	-71,8
U	3893	3718,3	-174,7	2571	2380,2	-190,8	2710,4	2577,7	-133	1855,2	1781,3	-73,9
Np-237		1,6	+1,6		1,7	+1,7		0,5	+0,5		0,3	+0,3
Pu-238		0,6	0,6		0,9	0,9	6,8	7,5	0,7	0,9	1,4	0,5
Pu-239		22,3	22,3		15,4	15,4	126	63,5	-62,5	153,4	158,8	5,4
Pu-240		8,6	8,6		7,2	7,2	59,5	52,8	-6,7	50,2	57,4	7,2
Pu-241		4,6	4,6		3,6	3,6	26,9	24,6	-2,3	9,7	7,6	-2,1
Pu-242		1,9	1,9		2,3	2,3	18,7	21,5	2,8	3,8	4,2	0,4
Pu		38	+38		29,4	+29,4	237,9	169,9	-68	218	229,4	+11,4
Am-241		0,8	0,8		1,1	1,1		8,7	8,7 (8,5)*		4,3	4,3 (2,8)*
Am-242		0	0		0	0		0,1	0,1		0,2	0,2
Am-243		0,4	0,4		0,6	0,6		5,4	5,4		0,4	0,4
Am		1,2	+1,2		1,7	+1,7		14,2	+14,2		4,9	+4,9
Cm-243		0	0		0	0		0,04	0,04		0,01	0,01
Cm-244		0,09	0,09		0,2	0,2		2,4	2,4		0,06	0,06
Cm-245		0,01	0,01		0,01	0,01		0,3	0,3		0	0
Cm		0,1	+0,1		0,21	+0,21		2,74	+2,74		0,07	+0,07

* production de Am-241 par décroissance naturelle du Pu-241 du combustible neuf

7. Les RNR correspondent à trois des six types de réacteurs nucléaires envisagés pour la génération IV.

Les actinides mineurs et autres produits

Les actinides mineurs, les produits de fission et d'activation sont unanimement considérés comme des déchets nucléaires, car ils ne peuvent être réutilisés dans les réacteurs actuels.

Les actinides mineurs sont créés par captures et désintégration de l'uranium 238 (cf. Figure 1.4), c'est le cas du neptunium 237, de période radioactive de 2,14 millions d'années. Son activité est néanmoins plus faible que les isotopes de l'américium. Les ^{241}Am et ^{243}Am , dont les périodes radioactives sont respectivement 430 ans et 7400 ans (cf. Figure 1.3), sont issus des chaînes de formations du ^{241}Pu et ^{242}Pu d'où leur forte production dans les combustibles MOX. Ce sont eux les principaux responsables de la radiotoxicité à très long terme des déchets. Le curium pose moins de problèmes, car ses isotopes sont à vie courte, sauf le ^{245}Cm (8500 ans), mais il est produit en faible quantité par rapport aux autres actinides mineurs.

Enfin, les produits de fission et d'activation viennent s'ajouter à la liste des déchets ultimes, à haute activité. Les plus nuisibles sont les isotopes du césium (135 et 137), le technétium 99 et le zirconium 93 : leur période de désintégration varie de deux cent milles à deux millions d'années.

En 2007, le volume de déchets HA, stockés en France, s'élevait à 2293 m³ [4] (0,2 % du stock total), on estime que leur production est de l'ordre de 5 tonnes/an, et que leur volume atteindrait les 3679 m³ à l'horizon 2020.

Bilan et solutions

La question de la gestion des déchets s'avère donc vitale pour l'activité électronucléaire mondiale, d'autant plus que ce secteur énergétique reste en pleine expansion. En France, pour tenter de résoudre ce problème, des programmes de recherche s'appuient sur la loi du 28 juin 2006 (consolidée en décembre 2010) qui remplace et modifie celle du 30 décembre 1991. Dans son article 3, il est déclaré que les réflexions autour des problématiques de gestion s'organiseront autour de trois axes complémentaires [9] :

- 1^{er} Axe - « *La séparation et la transmutation des éléments radioactifs à vie longue. Les études et recherches correspondantes sont conduites en relation avec celles menées sur les nouvelles générations de réacteurs (...) ainsi que sur les réacteurs pilotés par accélérateur dédiés à la transmutation des déchets, afin de disposer, en 2012, d'une évaluation des perspectives industrielles de ces filières et de mettre en exploitation un prototype d'installation avant le 31 décembre 2020* ».
- 2^{ème} Axe - « *Le stockage réversible en couche géologique profonde. Les études et recherches correspondantes sont conduites en vue de choisir un site et de concevoir un centre de stockage de sorte que, au vu des résultats des études conduites, la demande de son autorisation (...) puisse être instruite en 2015 et, sous réserve de cette autorisation, le centre mis en exploitation en 2025* ».

- 3^{ème} Axe - « L'entreposage. Les études et les recherches correspondantes sont conduites en vue, au plus tard en 2015, de créer de nouvelles installations d'entreposage ou de modifier des installations existantes (...) ».

Le stockage en couche géologique profonde apparaît comme la solution privilégiée, ou du moins comme la plus avancée. En 2005, L'ANDRA (Agence Nationale pour la Gestion des Déchets Radioactifs) a conclu sur sa faisabilité et prévoit sa mise en service en 2015. Toujours est-il que le choix du site n'est pas fait ; un débat public doit être organisé en 2013. Cette solution soulève aussi une question « d'ordre moral », car les sources d'accident sont nombreuses : oublis, phénomènes naturels difficilement prévisibles. C'est pourquoi il est précisé que les sites de stockage doivent être réversibles, contrairement à ce qui était envisagé par la loi « Bataille » de 1991.

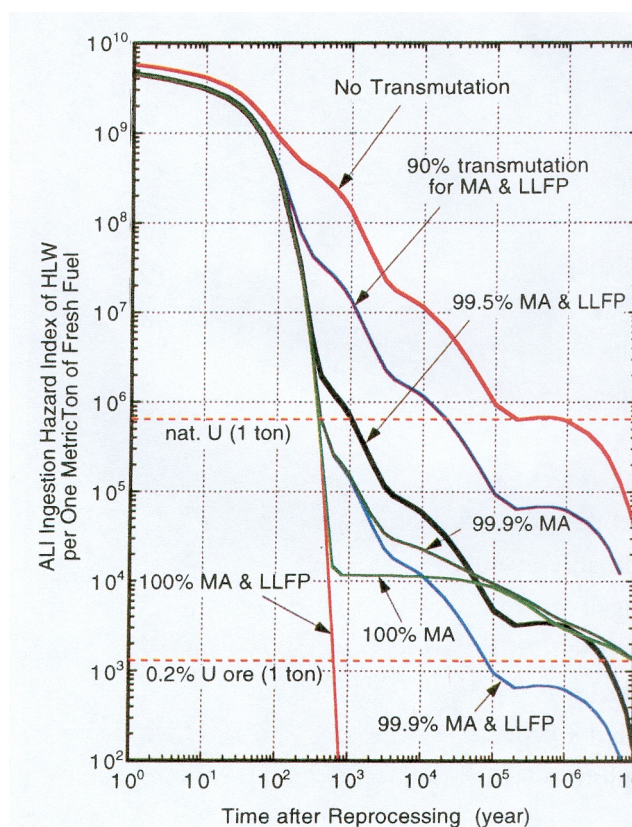


FIGURE 1.5 – Influence de la transmutation sur la radiotoxicité. [10]

De plus, les déchets hautement radioactifs dégagent énormément de chaleur. Ceci a un impact direct sur la taille des sites de stockage, car la densité maximum de déchets que l'on peut enfouir dans un site est essentiellement limitée par la charge thermique que les couches géologiques peuvent supporter. Ainsi, des études montrent que si l'on est capable de recycler le plutonium et de changer la nature des déchets Am, Cm, Cs and Sr, il est alors possible de repousser les capacités de stockage d'un site par un facteur compris entre 40 et 91 [11].

L'option de réversibilité prend son sens si l'on considère les travaux démontrant la possibilité de transformer artificiellement des éléments fortement radioactifs en noyaux moins radioactifs ou de courte période [12], par des réactions nucléaires adéquates. La transmutation (cf. partie 1.1.3) des actinides mineurs et des PF, a été fortement étudiée ces vingt dernières années. Ces études montrent, comme l'illustre la Figure 1.5, qu'il serait alors possible de réduire considérablement la radiotoxicité (1 à 3 ordres de grandeurs) des déchets en transmutant au minimum 90% des PF et des actinides mineurs.

De telles prévisions encouragent la communauté scientifique à multiplier les études expérimentales afin de démontrer la faisabilité d'un tel procédé. Les progrès rapides des sciences techniques poussent l'optimisme des experts quand à la fabrication de grands instruments incinérateurs. Des machines prototypes existent, ou sont envisagées pour la construction, afin d'étudier la transmutation « à grande échelle » pour une possible application industrielle [13].

1.1.3 Principe de transmutation et incinération

On dit d'un élément chimique qu'il transmute lorsqu'il se transforme en un autre élément par modification de la structure de son noyau (modification de son nombre de nucléons). En pratique, il n'est pas possible de modifier les constantes de décroissance des corps émetteurs α ou β , tels que les actinides mineurs ou les PFVL (produits de fission à vie longue). Une solution pour réduire leur toxicité serait donc de les transmuter en des éléments plus stables ou plus facilement fissiles.

Différents types de particules (hadrons, photons) ont été considérés pour réaliser la transmutation artificielle des noyaux, mais c'est avec le neutron qu'on obtient le meilleur rendement (discuté dans [14]).

La représentation simplifiée d'un tel mécanisme est donnée en Figure 1.6 pour le technétium 99 ; par capture et désintégration il transmute en ruthénium 100 qui est un noyau stable. De même, par le biais de plusieurs captures, le neptunium 237 est transformé en plutonium 239 fissile ; ainsi il devient combustible.

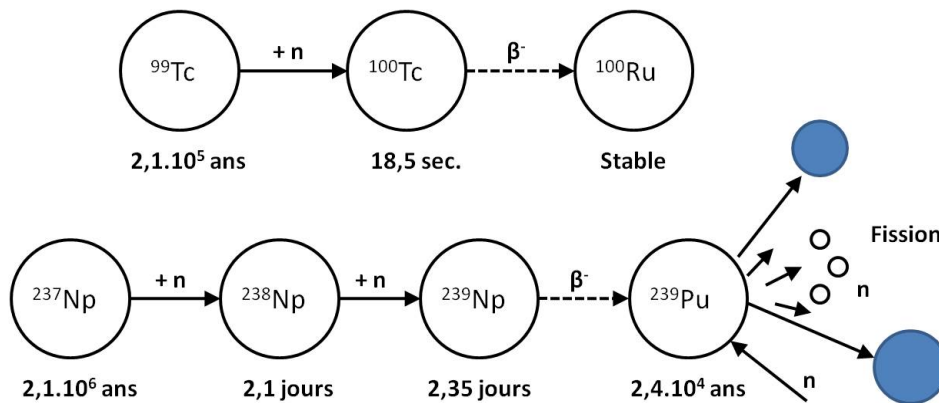


FIGURE 1.6 – Mécanisme de transmutation du ^{99}Tc et d'incinération du ^{237}Np .

L'incinération des actinides mineurs par fission présente deux avantages majeurs ; d'une part les résidus issus de leur fission sont généralement à vie plus courte et par conséquent moins radiotoxiques, et d'autre part cette fission engendre des neutrons qui permettent de transmuter d'autres déchets, ou d'entretenir une réaction en chaîne pour une possible production d'énergie. En effet, si l'on souhaite les incinérer en grande quantité, il faut prévoir une irradiation continue pendant plusieurs années [14]. La transmutation est un phénomène lent et les actinides mineurs peuvent se montrer très « gourmands » en neutrons. La seule option pour les transformer efficacement est donc de les soumettre à un haut flux de neutrons rapides que l'on rencontre seulement dans (ou en bordure) des cœurs de certains types de réacteurs.

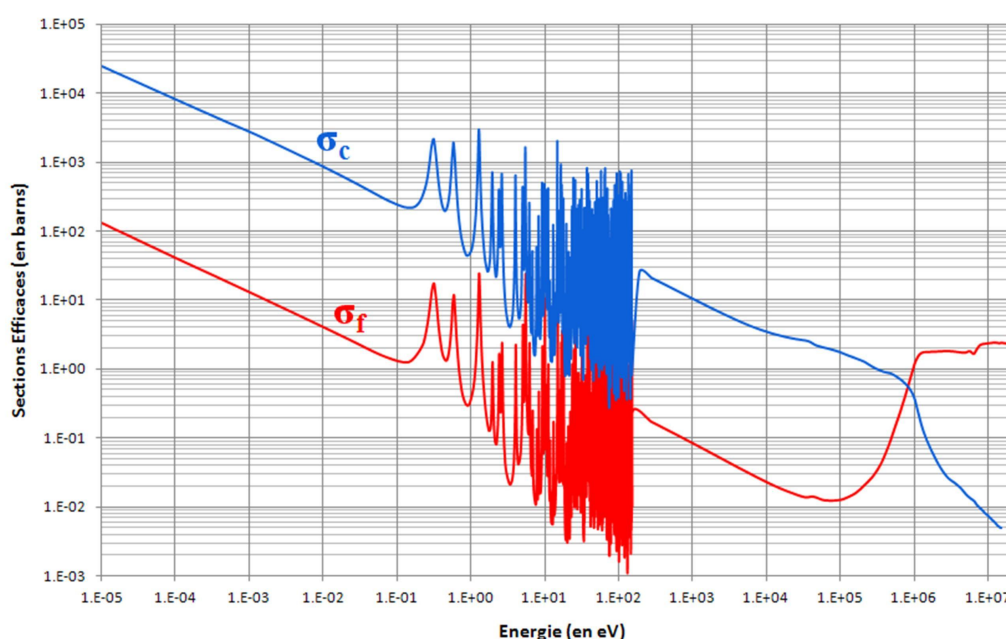


FIGURE 1.7 – Sections efficaces de capture (en bleu) et de fission (en rouge) sur ^{241}Am en fonction de l'énergie des neutrons. Ces valeurs, sont extraites de la base de données européenne JEFF-3.0, elles sont en barns (10^{-24} cm^2).

La probabilité de fission d'un élément varie en fonction de l'énergie des neutrons. Au demeurant, elle est toujours en compétition avec d'autres réactions et notamment le phénomène de capture d'un neutron. La Figure 1.7 donne, à titre d'exemple, les sections efficaces⁸ de l'américium 241. Pour un neutron d'énergie inférieure à 1 eV (domaine des neutrons thermiques), la section efficace de capture est prédominante ; la capture est environ cent fois plus probable que la fission. C'est également le cas pour une énergie allant de 1 eV à 1 MeV

8. La section efficace est une grandeur physique reliée à la probabilité d'interaction d'une particule pour une réaction donnée. L'unité de section efficace est une unité de surface ; on utilise traditionnellement le barn (b) : $1b = 10^{-24} \text{ cm}^2$, soit la surface d'un carré de dix femtomètres de côté (c'est-à-dire l'ordre de grandeur du diamètre d'un noyau atomique).

(domaine des neutrons épithermiques où les captures ou fissions se produisent à des niveaux précis d'énergies, expliquant les oscillations). Au-delà de 1 MeV (domaine des neutrons rapides), les fissions deviennent plus probables que les captures.

L'introduction d'actinides mineurs ou de PFVL dans un réacteur a donc une influence sur la réactivité du cœur, qui est quantifiée par le facteur de multiplication k :

$$k = \frac{\text{Nombre de neutrons produits}}{\text{Nombre de neutrons absorbés}} \quad (1.1)$$

Ce coefficient caractérise le nombre de fissions générées à partir d'une fission initiale ; sa valeur donne l'évolution de la population des neutrons, pour un flux d'énergie donnée :

- si $k > 1$, la population de neutrons augmente (lors du démarrage d'un réacteur sa valeurs est légèrement au dessus de 1),
- si $k = 1$, la population reste stable (cas critique, réacteur en fonctionnement normal),
- si $k < 1$, la population de neutrons décline et tend à s'éteindre (cas sous-critique).

L'introduction d'un noyau dans un champ neutronique constant a une influence sur l'évolution de k , ou sur l'économie de neutrons, qui s'exprime comme la différence, D , entre le nombre de neutrons consommés et le nombre de neutrons produits par noyau détruit. Elle s'écrit en fonction des sections efficaces d'absorption σ_c , de fission σ_f et le nombre moyen de neutrons produits par fission ν :

$$D = \sigma_c - \nu\sigma_f \quad (1.2)$$

Enfin les données référencées dans les Tableaux 1.3 et 1.4, montrent que pour transmuter des déchets nucléaires tels que les actinides mineurs, l'utilisation d'un spectre de neutrons thermique est plutôt défavorable. En effet, avec un spectre thermique la capture est favorisée, et les déchets que l'on souhaite brûler deviennent trop demandeurs en neutrons. Avec un spectre rapide, l'équilibre est bien plus marqué et certains noyaux, comme le ^{237}Np , ^{241}Am peuvent être incinérés par fission et ainsi fournir des neutrons à la réaction en chaîne.

TABLEAU 1.3 – Sections efficaces de capture et de fission en barns, ainsi que leur ratio, pour les actinides mineurs [15].

Isotope	Réacteur thermique			Réacteur rapide		
	σ_f	σ_c	σ_c/σ_f	σ_f	σ_c	σ_c/σ_f
^{237}Np	0,52	0,33	63	0,32	1,7	5,3
^{241}Am	1,1	110	100	0,27	2,0	7,4
^{243}Am	0,44	49	111	0,21	1,8	8,6
^{242}Cm	1,14	4,5	3,9	0,58	1,0	1,7
^{243}Cm	88	14	0,16	7,2	1,0	0,14
^{244}Cm	1,0	16	16	0,42	0,6	1,4
^{245}Cm	116	17	0,15	5,1	0,9	0,18

TABLEAU 1.4 – Consommation de neutrons pour certains nucléides à incinérer. Une valeur de 1 signifie la capture d'un neutron et les valeurs supérieures indiquent qu'il y a capture des noyaux fils du radionucléide. Une valeur négative indique que la fission prédomine pour le radionucléide et qu'il y a génération de neutrons. [15].

Radionucléide	Spectre thermique	Spectre Rapide
²³⁷ Np	0,9	-0,6
²⁴¹ Am	0,1	-0,6
²⁴⁵ Cm	-2,3	-2,7
⁷⁹ Se	2,1	2,1
⁹⁹ Tc	1	1,1
¹²⁶ Sn	1,1	1,2
¹²⁹ I	1	1
¹³⁵ Cs	1	1

Exposer les déchets à un spectre rapide, est très clairement la meilleure solution pour pouvoir espérer les incinérer. Néanmoins, ces flux rapides rendent les réacteurs plus nerveux et leur réactivité est plus difficile à contrôler, et garantir la sûreté d'un système critique devient plus compliquée. En effet, il est difficile d'introduire des proportions élevées d'actinides mineurs dans le combustible des réacteurs critiques, pour des raisons de neutronique liées à la faible proportion de neutrons retardés et au peu d'effet Doppler associé à ces isotopes. De plus, même si certains produits incinérés fournissent des neutrons, ils sont globalement consommateurs pour la transmutation. Un surplus de neutrons doit donc être fourni par un combustible « classique », qui, comme on a vu précédemment, génère lui aussi des déchets.

Ceci mis à part, l'efficacité de la transmutation repose aussi sur le rendement des méthodes de séparation des radioéléments. Certains procédés sont d'ores et déjà au point et bien maîtrisés, en particulier le procédé PUREX qui permet de séparer l'uranium, le plutonium, mais aussi le neptunium, le technétium et l'iode. La séparation des autres actinides mineurs et PFVL nocifs (américium, curium et césium), s'avère plus délicate. Cependant, les progrès réalisés à l'installation ATALANTE du CEA Marcoule, ont permis d'obtenir des rendements de séparation des actinides mineurs de plus de 99%, par des méthodes complémentaires aux procédés classiques.

Utiliser les réacteurs du parc actuel comme incinérateurs demande de trouver un compromis, qui peut s'avérer délicat, entre efficacité d'incinération et sûreté. De plus, on accroît les risques de prolifération car les déchets sont alors dispersés sur différents sites. Une alternative pour concentrer et brûler les déchets efficacement en grande quantité serait d'utiliser un réacteur dit hybride, volontairement sous-critique, mais auquel on ajoute une source externe de neutrons qui permet d'entretenir la réaction en chaîne.

1.1.4 Réacteur hybride

Principe

Le réacteur hybride, plus communément appelé ADS (« Accelerator Driven system ») est un réacteur nucléaire piloté par un accélérateur à protons qui permettrait l'injection continue de neutrons afin d'entretenir une chaîne de multiplication sous-critique. Initialement développée par le souhait de rendre les systèmes nucléaires résistants à la prolifération (aux Etats-Unis, dans les années 70), cette idée est maintenant fortement envisagée pour la transmutation des déchets à vie longue. C'est dans ce contexte, que depuis la fin des années 80, ont été proposés au Japon (projet OMEGA), aux Etats-Unis (Brookhaven, Los Alamos) et plus récemment au CERN [16] des concepts de systèmes hybrides pour la destruction des déchets, mais aussi capables de produire de l'énergie électrique.

Dans sa plus grande généralité un ADS est composé de trois principaux éléments (cf. Figure 1.8) :

- un réacteur sous-critique, au sein duquel sont placés les déchets à incinérer ou à transmuter,
- une cible, qui, percutée par des protons, permet de générer un flux de neutrons par spallation,
- un accélérateur de protons de forte intensité.

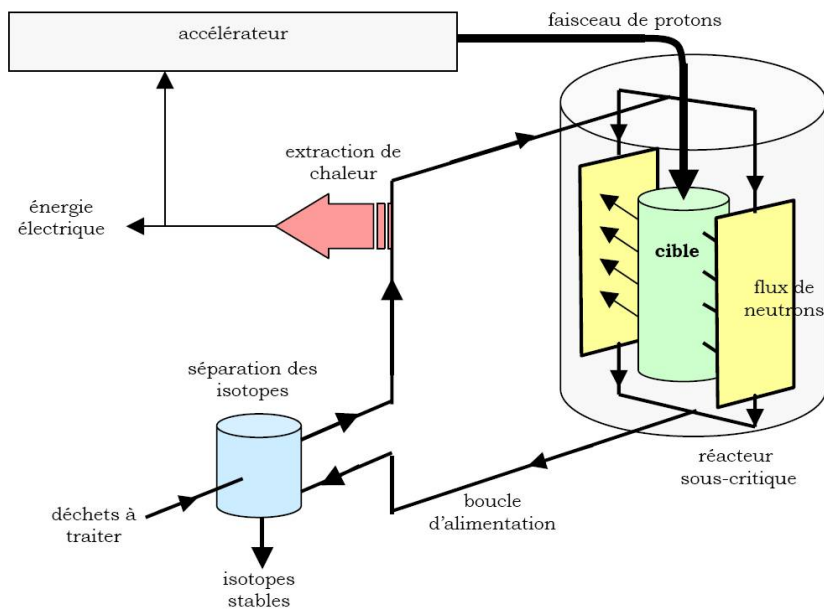


FIGURE 1.8 – Schéma de principe d'un réacteur hybride [17].

Cible de spallation

L'interaction d'un proton de haute énergie (au moins plusieurs centaines de MeV) avec une cible épaisse conduit à une émission importante de neutrons. Son énergie étant supérieure

à la barrière coulombienne des noyaux de la cible, il provoque par diffusion élastique « intra-nucléaire » l'éjection de nucléons et l'excitation des noyaux, qui se dés excitent soit par fission soit par de nouvelles émissions de nucléons.

Les noyaux excités peuvent aussi interagir avec d'autres noyaux de la cible, et ainsi provoquer une réaction en cascade « inter-nucléaire ». Ces chaînes de réactions provoquent aussi des émissions de nucléons.

Globalement, l'ensemble de ces interactions est largement dominé par l'émission de neutrons. La production de neutrons est d'autant plus efficace que les noyaux sont lourds et l'énergie incidente des protons est grande (cf. Figure 1.9).

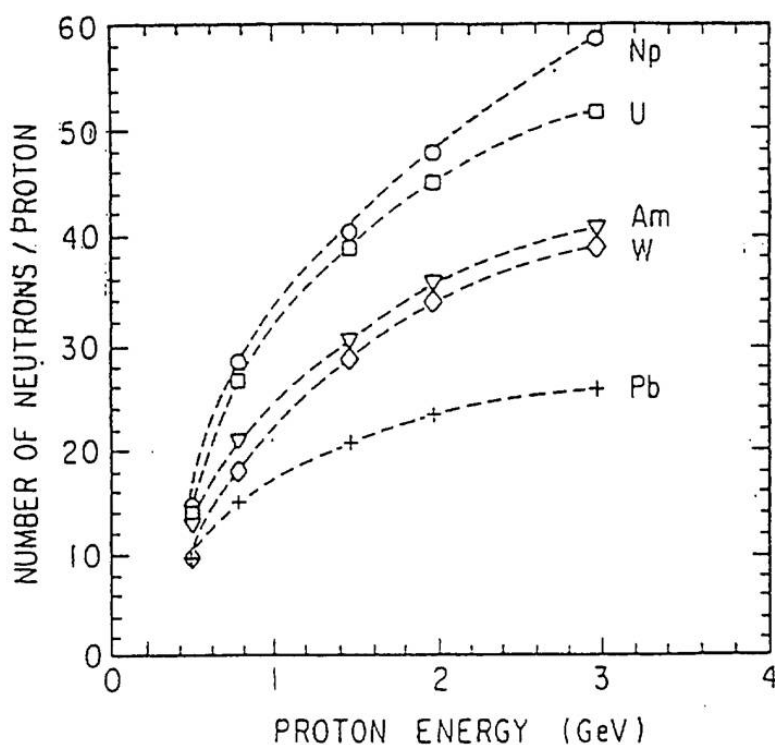


FIGURE 1.9 – Dépendance en énergie du nombre de neutrons généré par spallation [18].

Accélérateur à protons de haute intensité

Afin de maintenir la réaction en chaîne dans le cœur sous-critique, l'accélérateur doit fournir un faisceau de protons continu. Cet accélérateur aura surtout la particularité de ne tolérer que très peu d'interruptions faisceau plus longues que la seconde. En effet, des interruptions trop longues et trop fréquentes pourraient induire un stress thermique sur la cible de spallation ou le cœur du réacteur, et par conséquent endommager leur structure.

La fiabilité de l'accélérateur, et de son système de contrôle, émerge comme le défi technologique majeur pour une application aux réacteurs hybrides. La tâche est rendue d'autant

plus ardue que le faisceau de protons doit être de forte puissance. Afin d'estimer un ordre de grandeur de cette puissance, il est possible d'évaluer l'intensité du faisceau requise pour faire fonctionner un réacteur sous-critique fournissant une puissance thermique donnée [14]. Cette Puissance P_{th} (MW) dépend de l'énergie dégagée par une fission (E_f (MeV)) et du nombre de fissions. Ce nombre n'est autre que le produit entre le nombre de protons incidents sur la cible, caractérisé par l'intensité du faisceau I (A), et le nombre de fissions induites en moyenne par chaque proton N_f :

$$P_{th} = E_f I N_f \quad (1.3)$$

Afin d'expliciter N_f , considérons tout d'abord que les ν_s neutrons de spallation injectés par proton incident, sont successivement multiplié par k (défini par 1.1) : les neutrons issus de la cible donnent lieu à des réactions de fissions et de captures, leur nombre est donc multiplié par k , puis ces nouveaux neutrons donnent lieu à de nouvelles réactions et leur nombre est donc multiplié par k de nouveau, et ainsi de suite.

Par conséquent, dans le cœur sous-critique, le nombre total de neutrons par proton incident est égal à :

$$N_t = \nu_s \sum_{i=0}^{+\infty} k^i = \frac{\nu_s}{1-k} \quad \text{avec, } 0 \leq k < 1 \quad (1.4)$$

Parmi les N_t neutrons, $N_t - \nu_s$ sont produits par fission et comme chaque fission produit ν neutrons, le nombre total de fissions par proton incident s'écrit :

$$N_f = \frac{N_t - \nu_s}{\nu} = \frac{\nu_s}{\nu} \frac{k}{1-k} \quad (1.5)$$

Et finalement, avec 1.3, on obtient :

$$I = \frac{P_{th}}{E_f} \frac{\nu}{\nu_s} \frac{1-k}{k} \quad (1.6)$$

Envisager une application industrielle pour les ADS revient à considérer qu'ils pourraient fonctionner à une puissance similaire à celle des réacteurs actuels, $P_{th} \approx 3 \text{ GW}_{th}$; des calculs neutronique sont d'ailleurs menés avec un tel ordre de grandeur [19]. Dans ces calculs, la sous-criticité du réacteur est envisagée tel que $k=0,98$. Les cibles de spallation sont généralement en alliage de plomb-bismuth, avec un rendement de spallation de $\nu_s \approx 30$ pour un proton incident de 1 GeV ; énergie à partir de laquelle le nombre de neutrons/proton incident/GeV commence à plafonner.

Enfin, classiquement, l'énergie dégagée par une fission est de l'ordre de 200 MeV et en moyenne 2,5 neutrons sont produits. Pour un tel ADS, le courant du faisceau de protons serait alors de l'ordre de :

$$I = \frac{3000}{200} \frac{2,5}{30} \frac{1-0,98}{0,98} = 25 \text{ mA} \quad (1.7)$$

Ce calcul relativement optimiste, puisqu'il ne donne qu'une vision simplifiée de la neu-

tronique du réacteur, permet de se rendre compte que, pour une application industrielle d'un tel incinérateur (et amplificateur d'énergie), l'accélérateur devra être très performant ($P_{\text{faisceau}} = 1 \text{ GeV} \times 25 \text{ mA} = 25 \text{ MW}$, en continu), en plus d'être extrêmement fiable.

1.2 Les accélérateurs de particules pour piloter la transmutation

1.2.1 Principe accélérateur et évolution technologique

Introduction

L'une des grandes réussites de la physique des particules du siècle dernier est sans nul doute la nouvelle description du « modèle standard ».

Au début des années 30, il était établi que la matière était composée d'atomes et que ces mêmes atomes étaient composés d'un noyau de neutrons et de protons entouré d'un nuage d'électrons. Ces trois entités étaient considérées comme les particules élémentaires de la matière, mais l'organisation des nucléons dans les noyaux d'atomes demeurait mystérieuse. L'approfondissement de ce modèle est en partie due aux travaux de John Cockcroft et Ernest Walton, qui réussirent, en 1932, la mise en œuvre d'un accélérateur capable de fournir suffisamment d'énergie à des protons pour provoquer des transmutations (déjà démontré par Rutherford) et des désintégrations nucléaires lors de leur impact sur une cible. Ainsi, ces découvertes marquèrent l'importance de ces grands instruments que sont les accélérateurs de particules pour l'exploration de la matière et la compréhension de « l'infiniment petit ».

Les développements des techniques d'accélération ont permis de multiplier les observations de désintégrations nucléaires, et dans les années 60, l'idée qu'il existe des composantes de la matière bien plus « petites » que les nucléons commence à germer.

Développée au début des années 70, la théorie quantique des champs, qui est compatible avec les principes de la mécanique quantique et de la relativité, fait germer l'idée d'un nouveau modèle standard. Ce modèle théorique décrit les interactions forte, faible et électromagnétique, ainsi que l'ensemble des particules élémentaires (6 leptons, 6 quarks et 4 bosons de jauge) qui constitueraient la matière. Afin d'obtenir des éléments de validation d'un tel modèle, de nombreuses technologies et techniques accélératrices ont été développées.

On peut notamment citer le LEP (« Large Electron-Positron Collider »), au CERN, qui a, entre autre, permis de mesurer avec précision les bosons W^\pm et Z^0 (porteurs de l'interaction faible) et d'apercevoir une possible trace du boson de Higgs [20]. La quête de connaissance et la soif de découverte des nouveaux mystères cachés du modèle standard, ont maintenant abouti à la construction et la mise en fonctionnement du LHC (« Large Hadron Collider »). Ce collisionneur, dernier bijou technologique à la disposition des physiciens des particules, regroupant plusieurs types d'accélérateurs, vise la collision de protons portés à des énergies de 7 TeV (cf. Figure 1.10).

Mais les applications des accélérateurs de particules ne se réduisent pas simplement à la recherche en physique fondamentale. En 2002 on recensait environ 15 000 accélérateurs dans le monde et dans des domaines d'application très différents [21]. On les retrouve aussi bien dans l'industrie (stérilisation, emballage sous-vide) que dans le domaine médical, comme générateur de rayonnements X ou pour l'hadronthérapie dans les traitements de tumeurs cancéreuses.

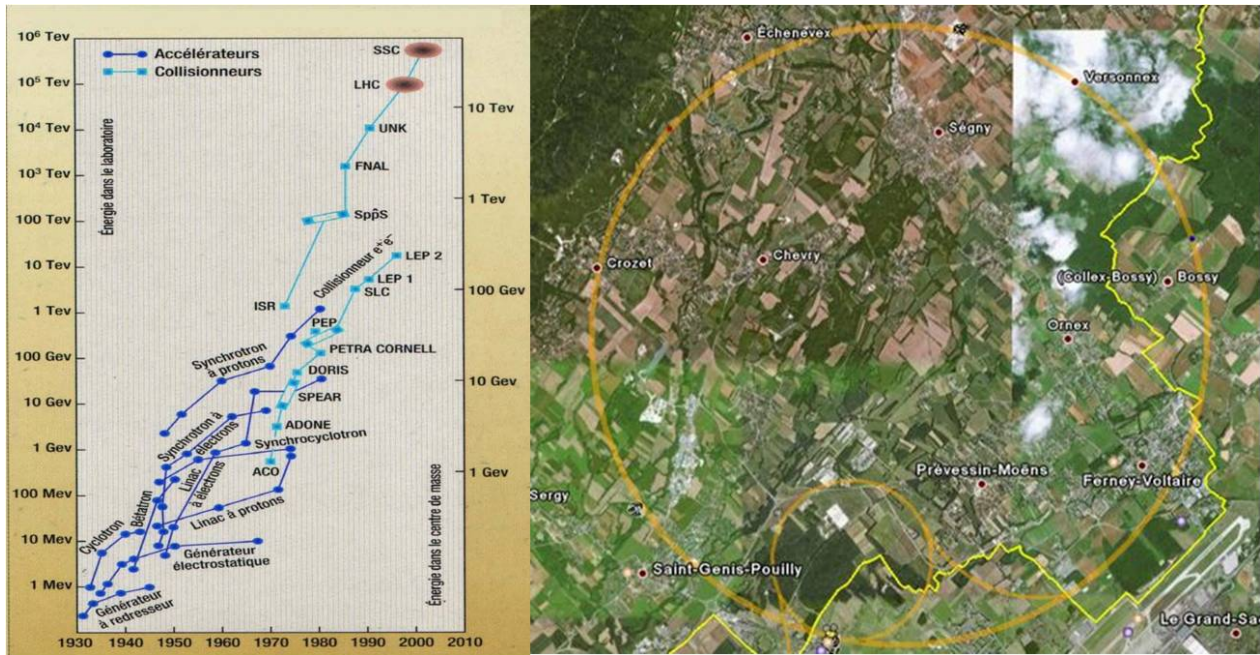


FIGURE 1.10 – A gauche : le diagramme de Livingston. A droite : vue aérienne du LHC et ses 27 km de circonférence.

Vide poussé, cryogénie, hyperfréquence de puissance, système numérique de traitement du signal ultra-rapide, aimant fournissant des champs de plusieurs Teslas, les accélérateurs sont l'amalgame de technologies aussi diverses que variées et sont sources d'innovations constantes. On est aujourd'hui bien loin des premières expériences qui ont permis la découverte de l'électron.

Principe et accélération électrostatique

En 1897, J.J. Thompson découvrit l'existence de l'électron. Dans un tube, où un gaz à faible pression est excité à l'aide de deux électrodes situées à ses extrémités, il montra qu'un faisceau de corpuscules était émis par l'électrode négative. Il remarqua que la trajectoire de ce faisceau était déviée par un champ électromagnétique, autrement dit il observa le mouvement dans le vide d'une particule chargée soumise aux forces de Lorentz, décrit par le principe fondamental de la dynamique :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q \left(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B} \right) \quad (1.8)$$

Avec,

\vec{v} : la vitesse de la particule (m/s)

$\vec{p} = m\vec{v}$: la quantité de mouvement (kg.m/s)

m : la masse au repos (kg)

q : la charge de la particule (C)

\vec{E} : le champ électrique (V/m)

\vec{B} : l'induction magnétique (T)

Sachant que pour une particule relativiste, on peut écrire son énergie totale (E_{tot}), en fonction de sa quantité de mouvement :

$$E_{tot}^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4 \quad (1.9)$$

Il est alors possible de montrer que le gain en énergie d'une particule est seulement dû au champ électrique, en projetant cette équation dans la direction du vecteur quantité de mouvement :

$$\begin{aligned} \vec{p} \cdot \frac{d\vec{p}}{dt} &= \frac{1}{2} \frac{dp^2}{dt} = \frac{1}{2c^2} \frac{dE_{tot}^2}{dt} = qm\vec{v} \cdot (\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) \\ &\Rightarrow \frac{dE_{tot}}{dt} = q\vec{E} \cdot \vec{v} \end{aligned} \quad (1.10)$$

Ainsi, un gradient électrique parallèle à la vitesse permet une accélération optimale de la particule.

C'est sur ce principe qu'est basée l'accélération électrostatique. Un jeu d'électrodes dont les tensions sont de plus en plus élevées sont placées le long de l'accélérateur, un gradient électrique constant est donc créé entre chacune d'entre elles. Ces accélérateurs se déclinent sous plusieurs types de machines telles que les Cockcroft-Walton [22], les Van de Graaff [23] (du nom de leur créateur, cf. Figure 1.11) et leurs descendants les Tandems. Le gain en énergie du faisceau est directement proportionnel à la tension entre les électrodes. Cette tension est limitée par le phénomène de claquage, qui intervient dans le meilleur des cas aux alentours de la dizaine de mégavolts.

Ces instruments sont généralement dédiés à l'accélération d'ions de très faible énergie ou utilisés comme injecteur dans les accélérateurs électromagnétiques, ils fournissent un flux de particules ininterrompu (« Direct Courant », DC).

Accélération électromagnétique

L'idée de l'accélération électromagnétique fut émise pour la première fois par G. Ising en 1924 [24], en évoquant le fait qu'il serait préférable de communiquer l'énergie désirée aux particules non pas en une seule fois, mais par de nombreuses accélérations plus modestes. Le principe est de disposer le long du parcours des particules des zones où est appliquée une tension radiofréquence variable, en s'assurant de bien synchroniser les oscillations de cette tension avec le passage des paquets de particules (« bunch ») de façon à ce que ceux-ci rencontrent toujours un champ accélérateur. L'application de ce concept est réussie par Widerøe en 1928 : il applique à un tube de glissement (« drift tube ») une tension alternative de 25 kV (cf. Figure 1.12 a)), et en le plaçant entre deux tubes à la masse, il parvient à accélérer des électrons à 50 keV [25]. Le concept de l'accélérateur de Widerøe est toutefois rapidement limité en énergie. En effet, au fur et à mesure que les particules sont accélérées, les tubes doivent être de plus en plus courts, à moins que l'on augmente la fréquence de la

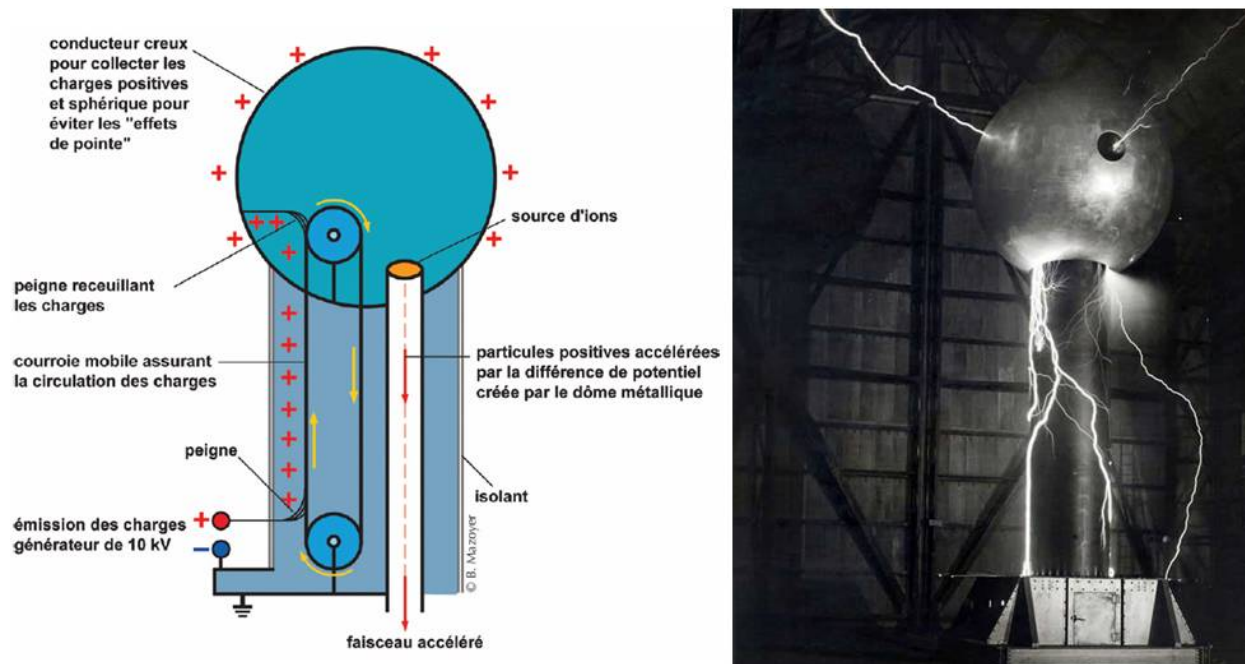


FIGURE 1.11 – Accélérateur de Van de Graaff.

tension d'accélération. Mais à haute fréquence, le système a un comportement capacitif, il va engendrer de fortes pertes radiatives. Si l'on considère les extrémités des tubes comme les plaques d'un condensateur, on peut écrire l'intensité des courants de déplacement aux travers des tubes comme :

$$I = \omega CV \quad (1.11)$$

où V est l'amplitude de la tension d'accélération, ω sa pulsation et C la capacité du gap accélérateur.

A haute fréquence la puissance radiative émise par l'accélérateur est alors extrêmement élevée ($P = IV = \omega CV^2$). On peut alors entourer l'espace entre les tubes d'une cavité, qui permet de « contenir » l'énergie électromagnétique rayonnée (cf. Chapitre 2 *Partie 2.1.1*). Plusieurs de ces cavités « mono-gap » peuvent être accolées, comme illustré sur la Figure 1.12 b). Dans le cas où les ondes électromagnétiques, dans deux cavités adjacentes, sont en phase (« mode 2π »), le courant dans la paroi qui les sépare s'annule. Il est alors possible de placer des « drift tubes » dans une seule enceinte résonante, de façon à ce que le champ accélérateur ait la même phase dans tous les « gaps » (cf. Figure 1.12 c)). Une telle structure a été inventée par Alvarez en 1945, et la construction d'un premier accélérateur de ce type permit d'accélérer des protons jusqu'à 32 MeV [26].

C'est sur ce principe de structure résonante qu'est basée la grande majorité des accélérateurs actuels, car c'est de loin la méthode la plus efficace pour atteindre les très hautes énergies. Les accélérateurs électromagnétiques se présentent sous forme linéaire ou circulaire et on peut les regrouper en trois principales catégories :

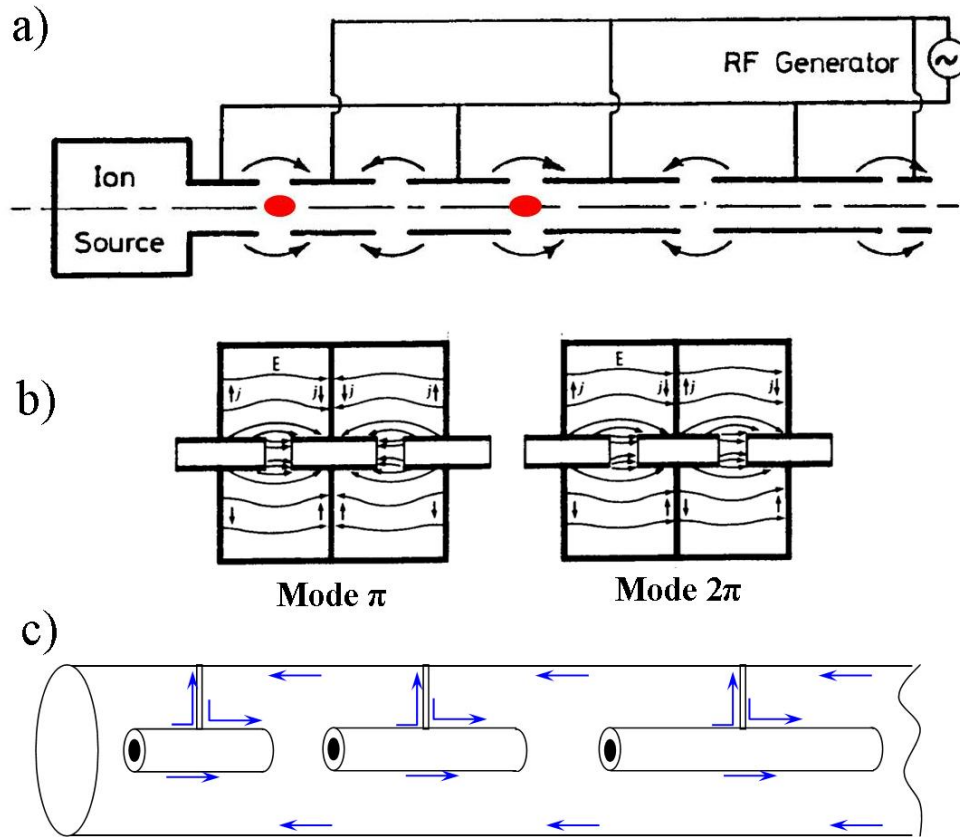


FIGURE 1.12 – a) Principe du Linac RF [27] à tubes de glissement de Wideröe. Lorsque les particules pénètrent dans le « gap » accélérateur elles voient un champ accélérateur dans le bon sens (selon leur charge) pour être accélérées. Leur temps de parcours dans les tubes doit correspondre à la demi-période de l'onde électromagnétique accélératrice pour garder le synchronisme. La vitesse des particules augmente, les tubes sont donc de plus en plus longs. b) Cavités « mono-gap » adjacentes. c) Principe de la structure d'Alvarez ; les flèches représentent le flux de courant dans la structure à un instant donné.

- les accélérateurs linéaires (ou linacs), dont le principe est basé sur celui des « drift tubes », sont capables de fournir des faisceaux de forte intensité et à haut cycle utile. Les particules sont accélérées de façon rectiligne, l'accélérateur est donc limité par son encombrement, ce qui est le principal facteur limitant du gain en énergie de cet instrument. Ils sont souvent utilisés comme premier moyen d'accélération après la source, et jouent ainsi le rôle d'injecteur pour les synchrotrons. Ils fonctionnent généralement en mode pulsé, afin de limiter les dissipations ohmiques dans les structures accélératrices. Cependant, avec l'arrivée des cavités accélératrices supraconductrices, il devient possible d'atteindre des hauts gradients accélérateurs tout en minimisant les pertes RF, à fort cycle utile (cf. *Partie 2.3.1*). Il est alors possible

d'envisager un fonctionnement en mode continu (CW), à forte puissance, tout en rendant l'installation plus compacte qu'avec un linac « chaud ». De nombreux projets s'orientent vers cette technologie supraconductrice pour l'accélération de faisceaux de hadrons de forte puissance (SNS, ESS, SPIRAL 2).

- les cyclotrons, utilisent l'influence d'un champ magnétique constant appliqué orthogonalement à la vitesse de propagation des particules, ce qui permet de courber la trajectoire du faisceau. Leur principe, décrit par la Figure 1.13, fut introduit et démontré par E. O Lawrence et M.S. Livingstone en 1930 [28]. A chaque passage entre les deux électrodes les particules sont accélérées et le rayon de courbure de la trajectoire augmente. Les particules adoptent donc une trajectoire en forme de spirale jusqu'à atteindre la fenêtre d'extraction. Contrairement aux accélérateurs linéaires les cyclotrons ont l'avantage d'être plus compacts. Cette technologie, bien maîtrisée et fiable, est industrialisée notamment dans le secteur médical pour la proton-thérapie. Les cyclotrons permettent de générer des faisceaux continus (CW) de protons atteignant plusieurs milliampères. Toutefois, le synchronisme de ces machines est un facteur limitant pour atteindre les hautes énergies et l'extraction du faisceau induit souvent des pertes.

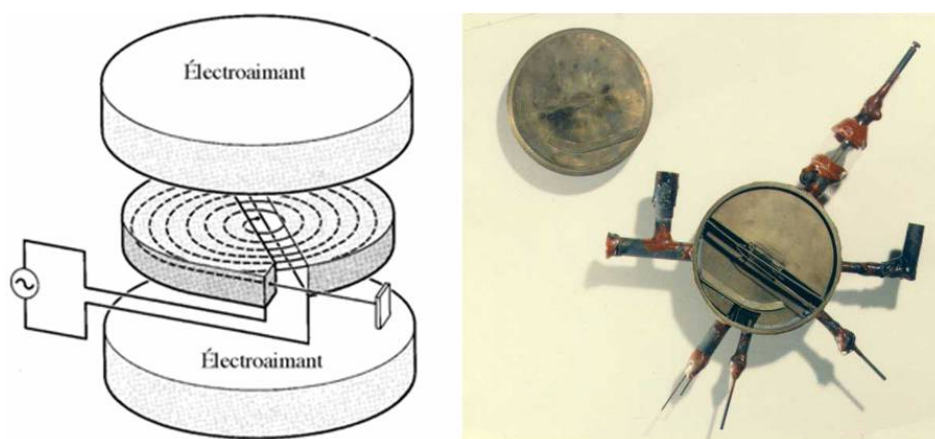


FIGURE 1.13 – Principe du cyclotron et son premier spécimen, présenté par Lawrence en 1930 (11 cm de diamètre pour 80 keV).

- Les accélérateurs circulaires, comme les synchrotrons, permettent de garder (ou d'accumuler) les particules dans une trajectoire circulaire en augmentant le champ magnétique au fur et à mesure de l'accélération. Une seule « station accélératrice » suffit pour accélérer la même particule autant de fois que l'on veut. C'est ce type d'accélérateur qui permet d'atteindre les énergies les plus élevées avec des faisceaux intenses. Ils fonctionnent en régime pulsé par cycle d'accélération et leur circonférence est directement reliée à l'énergie, au type de particule, et au champ des dipôles magnétiques utilisés pour courber le faisceau ($B\rho = p/q$).

A ces trois grandes familles on peut rajouter les synchro-cyclotrons [29], et les FFAG (pour « Fixed-Field Alternating Gradient ») [30], des technologies hybrides de synchrotron

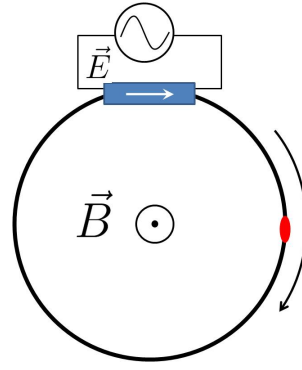


FIGURE 1.14 – Principe de fonctionnement de l'accélérateur circulaire.

et de cyclotron. Ces technologies sont surtout utilisées ou envisagées pour des applications médicales, mais pour l'accélération de faisceau de protons continu à haute puissance elles sont relativement inadaptées. Les synchro-cyclotrons, de part leur principe ne peuvent fonctionner qu'en mode pulsé et les FFAG souffrent de la complexité du design des aimants et leur capacité est encore peu expérimentée. Au demeurant, on peut constater sur la Figure 1.15 que pour les accélérateurs à protons de forte intensité, le choix s'oriente plutôt vers les cyclotrons ou les linacs.

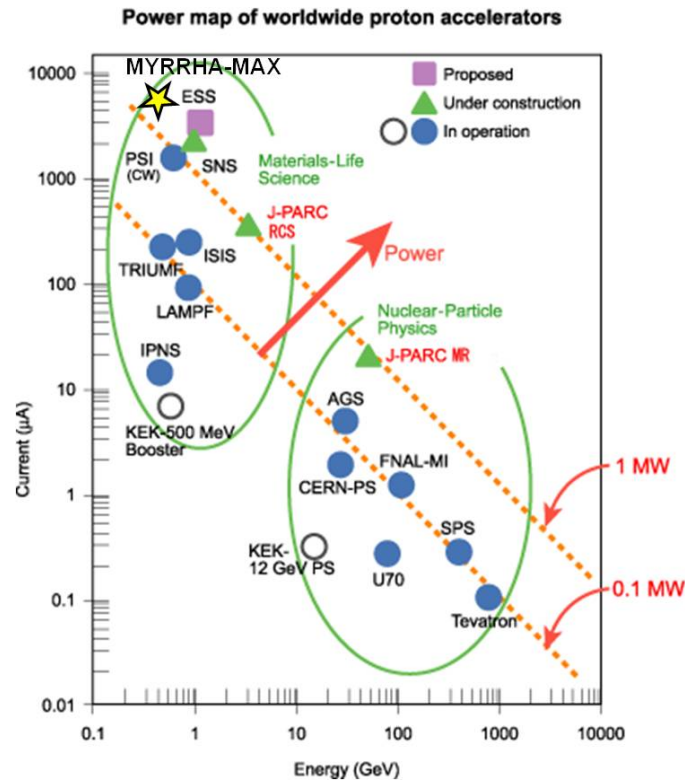


FIGURE 1.15 – Performances des accélérateurs de protons dans le monde. [31]

1.2.2 Le choix d'un accélérateur linéaire supraconducteur

Besoins et critères de choix pour un démonstrateur d'ADS

Le panel des technologies d'accélération est donc très diversifié, et chacune des options répond à des besoins et des contraintes bien définies. Dans le cas d'un ADS industriel, la puissance du faisceau doit atteindre quelques dizaines de mégawatt. Outre cet aspect, d'autres critères de choix, tel que la fiabilité du système, revêtent une importance particulière. Pour le projet MYRRHA (cf. Partie 1.3), qui vise la construction d'un démonstrateur de réacteur hybride, les critères requis pour l'accélérateur de protons se divisent en quatre thèmes :

- **L'énergie des protons** ; fixée pour le démonstrateur à 600 MeV, elle dépend du rendement en neutrons de la cible de spallation, de son épaisseur, et du spectre énergétique des neutrons que l'on souhaite obtenir. Bien sûr, ce critère intervient directement dans la taille et donc dans le coût de l'accélérateur. Son choix est donc une affaire de compromis.
- **Le courant** ; pour une énergie de faisceau donnée, sa valeur est directement proportionnelle au rendement de spallation. Cette valeur dépend donc du matériau de la cible, mais aussi du type de combustible, et par conséquent du flux de neutrons. Pour la machine MYRRHA, la valeur maximale est fixée à 4 mA. Pour garantir le bon fonctionnement de l'ADS le faisceau doit avoir une structure temporelle CW avec des interruptions, peu fréquentes, d'une durée de 200 μs , afin de contrôler et surveiller la sous-criticité du réacteur.
- **La silhouette du faisceau** ; est définie pour optimiser le rendement de spallation tout en préservant l'intégrité de la cible et de son environnement. C'est le design de la ligne d'accélération et les diagnostics faisceau qui permettent d'obtenir le résultat escompté.
- **la disponibilité du faisceau** ; c'est certainement le critère le plus important que doit remplir l'accélérateur. Le retour d'expérience, lors de la maintenance du réacteur à neutrons rapide PHENIX, a montré que certains éléments, tels que les échangeurs, supportent très mal les transitoires thermiques rapides. Afin de limiter ce « stress » sur les éléments du réacteur, il est indispensable de minimiser les arrêts inopinés. D'ailleurs, si l'on se base sur les spécifications de PHENIX, un ADS ne pourrait tolérer plus de 10 interruptions faisceaux supérieures à 3 secondes par cycle opératoire de 3 mois⁹. Cette spécificité est typiquement de un à deux ordres de grandeur en dessous de ce qu'accordent les accélérateurs de protons actuels (cf. Figure 1.16).

9. Des études de simulations montreraient que le nombre d'arrêts faisceau compris entre 1 s et 10 s pourrait être plutôt de l'ordre de 1000/an [32]. Toutefois, ce critère est encore en discussion et on préfère se baser sur le retour d'expérience de PHENIX.

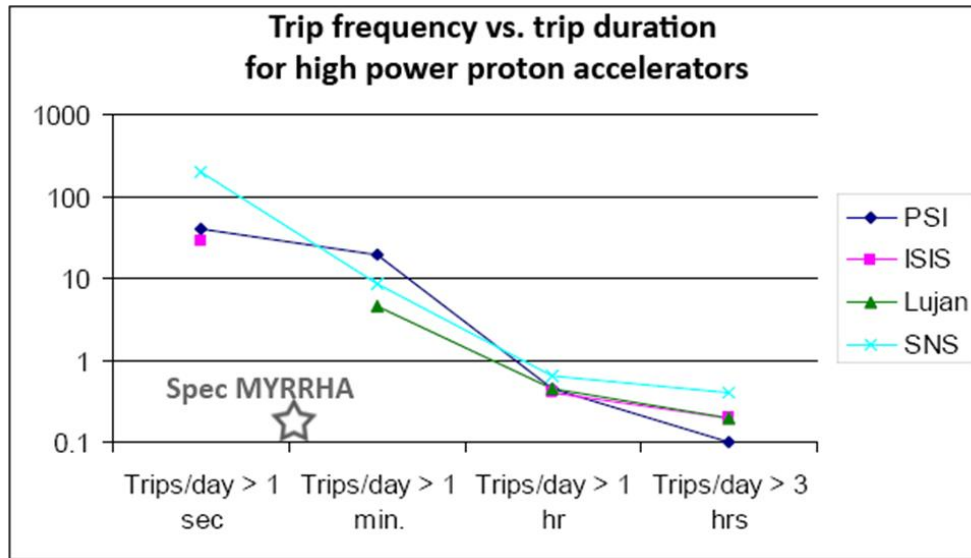


FIGURE 1.16 – Fréquence des arrêts faisceau en fonction de leur durée pour les accélérateurs à protons de haute intensité [33].

Pour répondre à une telle exigence sur la disponibilité du faisceau, il est nécessaire de s'assurer de la robustesse de tous les composants de l'accélérateur. La redondance des éléments critiques apparaît comme vitale pour renforcer la fiabilité du système. Enfin, l'accélérateur doit être tolérant aux fautes. En d'autres termes il faut garantir un fonctionnement quasi-permanent de la machine et ceci même si un des éléments accélérateurs de la ligne vient à tomber en panne. Ceci implique que les réserves de puissance sur les autres éléments soient suffisamment importantes, que les systèmes de contrôle et commande soit suffisamment rapides pour re-régler la machine, et si possible que la réparation de l'élément défaillant puisse être accomplie pendant le fonctionnement. L'ensemble de ces critères nécessaires pour assurer la fiabilité de la machine jouent donc un rôle déterminant dans le choix du type d'accélérateur.

Linac supraconducteur ou Cyclotron

Parmi l'ensemble des technologies décrites précédemment seuls les cyclotrons et les accélérateurs linéaires répondraient aux exigences d'un ADS.

Parmi l'ensemble de ces machines actuellement en fonctionnement, on peut citer deux exemples typiques pour l'accélération de protons à haute puissance : le cyclotron à secteurs séparés de l'Institut Paul Scherrer (PSI, à Villigen) et le linac pour la source de neutrons de spallations (SNS) de l'« Oak Ridge National Laboratory » (ORNL) aux États-Unis.

Le linac supraconducteur de SNS fonctionne en mode pulsé, avec un taux de répétition de 60 Hz, il délivre un faisceau de protons de 930 MeV (1 GeV visé), avec une intensité d'environ 40 mA durant des impulsions de 1 ms [34]. De par leur fonctionnement, qui impose une forte focalisation du faisceau, les accélérateurs linéaires sont capables de fournir des faisceaux de protons hautement intenses. Afin d'illustrer cela, on peut aussi citer comme

exemple l'injecteur de 50 MeV du CERN, LINAC-2, qui fournit un faisceau d'une intensité de 170 mA pour des pulsations d'une durée de 150 μ s [35].

En ce qui concerne les cyclotrons, l'accélération de protons à une énergie de 600 MeV est démontrée par la machine de PSI. En 2009, le cyclotron délivrait un faisceau CW de plus de 2 mA et il est prévu d'atteindre 3 mA dans les prochaines années [36]. Il est aussi pressenti par la communauté que l'obtention d'un faisceau de 5 mA est un objectif raisonnablement atteignable [37].

Toutefois, en vue d'une application à un ADS industriel, l'obtention de faisceau de protons de 10 mA (et au delà) demeure fortement discutable et n'est pour l'instant pas considérée. De plus, pour des énergies proches de 1 GeV, lorsque les protons deviennent relativistes, on commence à atteindre les limites intrinsèques au principe de fonctionnement des cyclotrons : lorsque la vitesse des particules augmente, le gain relatif en énergie par tour devient de plus en plus faible. La séparation des orbites étant moins marquée l'extraction d'un faisceau « mono-énergétique » s'avère alors de plus en plus complexe. Les linacs, quant à eux, ne sont pas limités en énergie, si ce n'est par leur longueur, et l'expérience montre qu'ils peuvent fournir des faisceaux de plus de 100 mA.

Pour la radioprotection, et afin d'optimiser les périodes de maintenance, il est aussi primordial de minimiser l'activation de la structure accélératrice : généralement préconisée inférieure à 1 W/m. De ce point de vue, il faut remarquer que l'extraction de faisceau de forte intensité dans les cyclotrons peut engendrer des pertes dépassant ce seuil limite [38]. De plus, d'après l'expérience de PSI, les systèmes électrostatiques d'extraction et d'injection sont sujets à des phénomènes de claquages en présence d'un faisceau de protons de haute puissance. Ceci se produit de façon aléatoire, de 25 à 50 fois par jour [39]. Le fonctionnement de l'accélérateur est alors interrompu pendant une trentaine de secondes, car le courant du faisceau doit être augmenté progressivement lors du redémarrage. Ceci affecte donc fortement la disponibilité du faisceau et la fiabilité de la machine qui est le critère majeur, et le plus restrictif, pour garantir le bon fonctionnement d'un ADS. Les solutions pour compenser de telles pannes s'avèrent alors relativement complexes car les cyclotrons sont peu modulaires et la redondance des éléments critiques semble difficilement envisageable.

Les linacs, bien qu'assez encombrants, offrent plus de modularité. Ils sont construits comme une séquence de structures (ou cavités) RF indépendantes. La ligne peut donc être rallongée selon l'espace disponible afin d'augmenter l'énergie du faisceau. La redondance semble plus facilement envisageable : plusieurs lignes peuvent être installées en parallèles. La tolérance aux erreurs apparaît aussi comme meilleure : la panne d'une structure accélératrice serait compensée par les structures adjacentes.

Le choix du linac semble donc plus judicieux pour le pilotage d'un ADS. D'autre part, l'utilisation de cavités accélératrices supraconductrices autorise un fonctionnement CW de l'accélérateur garantissant, pour ce type de fonctionnement, des gradients plus élevés qu'avec un linac « chaud » ; la longueur de la structure est ainsi diminuée. Avec cette technologie les pertes par dissipations ohmiques sont presque nulles, le rendement et le coût de fonctionnement de la machine sont améliorés, et ceci bien que qu'une usine cryogénique soit nécessaire.

De plus, l'utilisation de ces éléments supraconducteurs permet de réduire considérablement les risques de pertes des particules. Contrairement aux cavités classiques en cuivre les diamètres des tubes faisceau peuvent être très larges sans induire de pertes RF excessives. Les risques d'interception du halo du faisceau par la structure accélératrice sont donc minimisés. Le problème de l'activation des structures devient ainsi moins critique, d'où une fiabilité accrue [40]. La grande ouverture des tubes faisceau permet aussi de rendre moins dangereuse l'excitation des modes supérieurs parasites [17].

Enfin, les cavités accélératrices sont des éléments « flexibles », ce qui garantit une grande acceptante de l'accélérateur : la puissance du faisceau pourra être modifiée sans réel impact sur le rendement de la machine.

En conclusion, c'est donc pour l'ensemble de ces raisons, que le choix de l'accélérateur pour le projet MYRRHA a convergé vers un linac supraconducteur.

1.3 Le projet MYRRHA

1.3.1 Un démonstrateur d'ADS

Le projet MYRRHA (pour, « Multi-purpose hYbrid Research Reactor for High-tech Applications ») [41] vise la construction d'un réacteur de recherche (50 à 100 MW_{th}) à neutrons rapides, conçu sous forme d'ADS, et capable de fonctionner en mode sous-critique (ou critique). Cette infrastructure sera installée en Belgique, au Centre d'étude de l'Energie Nucléaire (SCK-CEN) à Mol et remplacera l'ancien réacteur de recherche BR2, en place depuis 1962. Il est envisagé que l'installation soit complètement opérationnelle en 2023, et permette ainsi de mener des recherches sur différentes thématiques des sciences nucléaires :

- L'étude de faisabilité de la technologie ADS pour la transmutation des déchets hautement radiotoxiques ; c'est l'application principale de ce démonstrateur. Le but est d'étudier la faisabilité de la transmutation à moyenne échelle avant d'envisager la conception d'un amplificateur d'énergie de taille industrielle [13].
- L'étude de la tenue des matériaux irradiés sous flux neutronique rapide et le test de nouveaux combustibles pour les réacteurs de génération IV.
- La production de radio-isotopes pour la médecine.
- L'irradiation du silicone par neutrons rapides pour le dopage des semi-conducteurs utilisés pour le développement des énergies renouvelables.
- La recherche fondamentale ; l'accélérateur de protons pourra être utilisé seul, découplé du réacteur pour des expériences de type ISOL [42].

Le réacteur sous-critique ($k = 0,95$) de MYRRHA (cf. Figure 1.17), sera composé d'un combustible MOX, dont la forte teneur en plutonium favorise le fonctionnement en neutrons rapides, au sein duquel seront placées des cellules tests d'irradiation, comme par exemple des actinides mineurs.

La cible de spallation est placée au centre du cœur, c'est un eutectique de plomb-bismuth, choisi d'une part pour le haut rendement de spallation de ces deux composés et aussi car sa texture liquide permet une bonne évacuation des calories par convection forcée ; le métal liquide mis en circulation par un système de pompage viendrait se refroidir dans la piscine qui entoure le cœur. Cette méthode permettrait de s'affranchir d'une fenêtre, séparation physique entre la cible et la fin de la ligne accélératrice, et d'évacuer de façon un peu plus efficace le sur-échauffement induit par le faisceau de proton qui peut atteindre une puissance 2,4 MW. Cependant, cette solution est plus encombrante car elle nécessite une boucle dédiée pour la circulation du Pb-Bi. Elle semble aussi techniquement complexe à réaliser, en particulier en ce qui concerne le pompage pour assurer le vide dans la zone d'interaction où la vaporisation de l'eutectique est probable et où la migration des produits de spallation doit être contrôlée.

La solution avec fenêtre, bien qu'il y ait le risque que celle-ci casse, semble plus simple à réaliser, car la cible de plomb-bismuth fait partie intégrante du coeur du réacteur, de plus elle est refroidie en même temps que le reste du combustible. Le choix technologique n'est pas encore défini, mais, pour l'instant, il penche plutôt vers la solution avec une fenêtre de séparation.

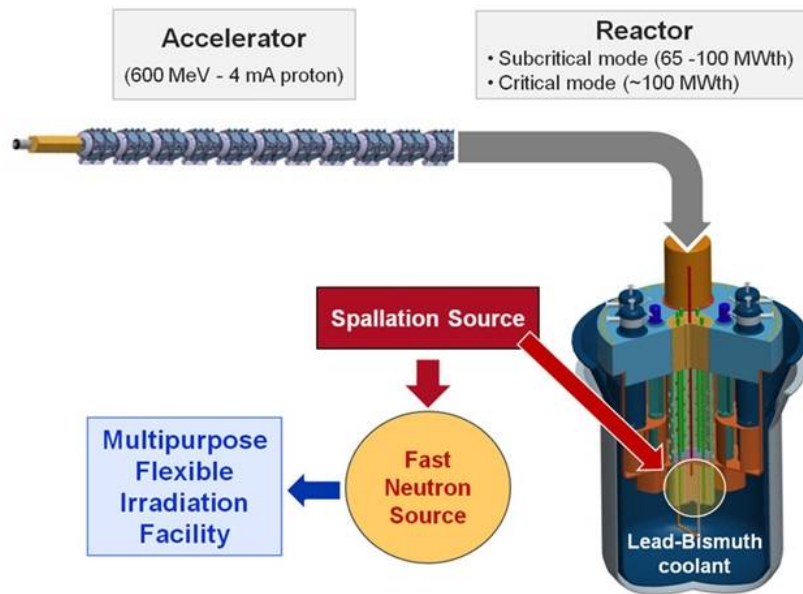


FIGURE 1.17 – Schéma conceptuel de la machine MYRRHA.

L'aboutissement à un design conceptuel de la machine MYRRHA est le fruit d'études qui ont commencé en 1998 et se sont poursuivies au travers de différents projets engageant de nombreux partenaires européens : les plus récents, le projet PDS-XADS (2002-2004) et le projet IP-EUROTRANS (2005-2010).

Le forum stratégique européen sur les infrastructures de recherche (ESFRI) a identifié 50 projets à réaliser afin que l'Europe puisse rester à la pointe de la recherche dans les 10 à 20 prochaines années. Parmi ces 50 infrastructures, figure le projet MYRRHA . Dans ce contexte, trois programmes de recherche, financés par le 7^{ème} Programme Cadre de Recherche et Développement, englobent les problématiques scientifiques pour la construction d'un ADS. Le premier projet, FREYA (Fast Reactor Experiments for hYbrid Applications), se concentre sur l'étude empirique d'un ADS à puissance très réduite, par le biais de l'expérience GUINEVERE [43]. Le second, CDT (Central Design Team) se focalise sur l'ensemble des problématiques liées au design du réacteur et de la cible. Enfin, le troisième, le projet MAX [44], pour « MYRRHA Accelerator eXperiment research and developement programme », poursuit le développement de l'accélérateur de protons et de son design de référence.

1.3.2 L'accélérateur supraconducteur

L'accélérateur linéaire du projet MAX, dont le schéma générique est présenté en Figure 1.18, doit fournir un faisceau de protons de plus de 2 MW (cf. Tableau 1.5). Long d'environ 250 mètres, il sera divisé en deux parties : l'injecteur pour une pré-accelération des particules et le linac supraconducteur pour l'accélération à haute énergie.

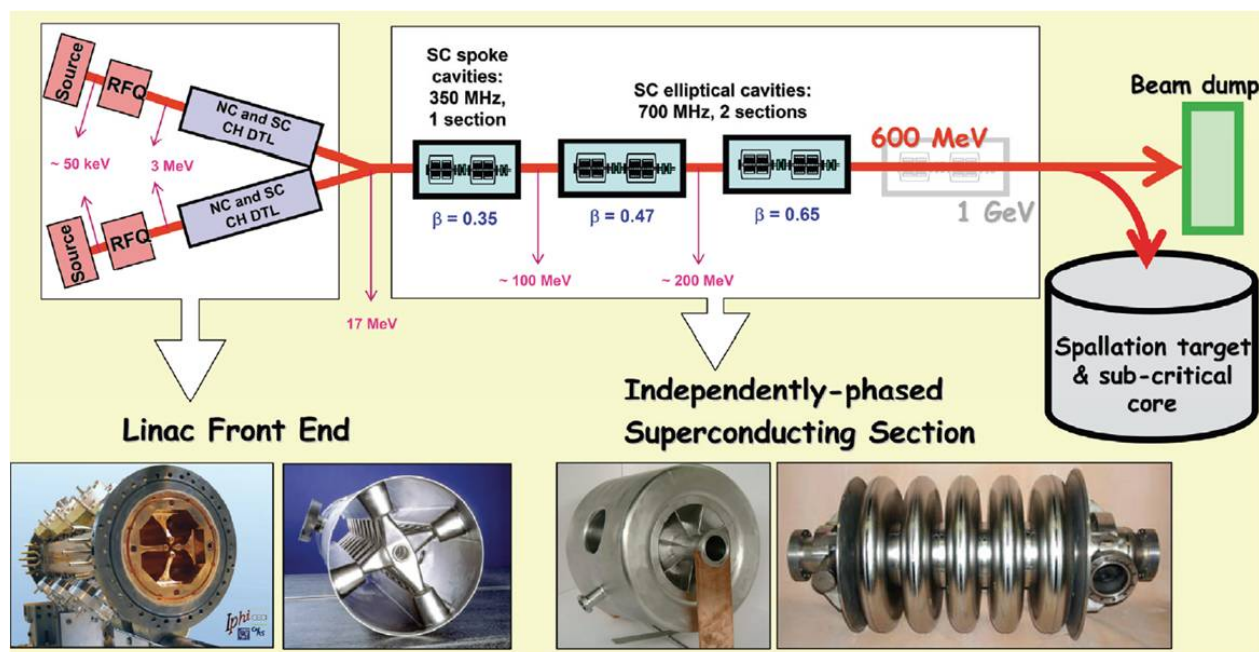


FIGURE 1.18 – Schéma du design de référence de l'accélérateur pour la machine MYRRHA.

L'injecteur comportera en fait deux branches jumelles ; en fonctionnement, une seule de ces branches sera utilisée, l'autre est une solution palliative à une possible défaillance de la première. Ce choix de redondance repose sur l'expérience accumulée par les différentes installations d'accélérateurs dans le monde [45] et la récente mise en service de SNS [46]. Les statistiques recueillies montrent que les éléments des branches d'injection sont à l'origine de nombreux arrêts faisceau impromptus, entraînant parfois de longues interruptions dans le fonctionnement des machines. Doubler les éléments de cette branche apparaît donc comme indispensable pour répondre au besoin de fiabilité.

Pour l'injecteur, une source ECR (Electron Cyclotron Resonance) produira un faisceau de l'ordre de 50 keV. Sa technologie est basée sur la source SILHI (Source d'Ions Légers à Haute Intensité), en fonctionnement depuis 10 ans au CEA saclay [47].

Il est prévu que la fin de la ligne d'injection soit composée de cavités CH-DTL en cuivre puis supraconductrices, afin d'assurer un gain d'énergie des particules jusqu'à 17 MeV. Un prototype novateur de ce type de cavité supraconductrice a été développé et testé à faible puissance avec succès à l'IAP (« Instituts für Angewandte Physik ») de Francfort. En amont de ces cavités, un RFQ (Radio-Frequency Quadrupole) permet de convertir le flux continu

de particules issu de la source en paquets, avec un cycle de répétition égal 352,2 MHz ou 176,1 MHz (cette valeur n'est pas encore déterminée).

TABLEAU 1.5 – Caractéristiques du linac supraconducteur [48].

Propriétés du faisceau de Proton	Spécifications		
Courant	2,5 mA - 4 mA		
Energie	600 MeV		
Structure temporelle	CW à 352,2 MHz ou 176,1 MHz (à définir), avec interruptions peu fréquentes durant 200 μs pour le suivi de la sous-criticité		
Limites d'interruption faisceau	≥ 3 sec., moins de 10 par trimestre opératoire < 3 sec., illimités		
Stabilité	Energie : ± 1 %, Intensité : ± 1 %, Taille : ± 10 %		
Empreinte sur la cible	circulaire en forme de « doughnut », $\Phi_{int} = 50$ mm et $\Phi_{ext} = 100$ mm		
Injection dans le coeur	vertical, par le haut		
Sections de la partie haute énergie	1	2	3
$E_{entrée}$ (MeV)	17,0	86,4	186,2
E_{sortie} (MeV)	86,4	186,2	605,3
Type de cavité	Spoke	Elliptique 5 cellules	
Fréquence cavité	352,2 MHz	704,4 MHz	
β_{geom}	0,35	0,47	0,65
E_{acc} nominal (à β_{opt} avec $L_{acc} = N_{cel}\beta_{opt}\lambda/2$)	5,3 MV/m	8,5 MV/m	10,3 MV/m
Phase synchrone	-40° à -18°	-36° à -15°	
Gain en puissance par cavité (pour un faisceau de 5 mA)	1 à 8 kW	3 à 22 kW	17 à 38 kW
nombre	63	30	64
Longueur de la section	63,2 m	52,5 m	100,8 m

Depuis l'injecteur, le faisceau pénétrera dans le linac supraconducteur, composé de trois familles de cavités accélératrices supraconductrices. Leurs principales caractéristiques sont regroupées dans le Tableau 1.5. La section moyenne énergie du linac supraconducteur sera composée de résonateurs simples ou doubles « Spokes » dont la fréquence de fonctionnement de 352,2 MHz correspond au taux de répétition du faisceau CW (ou au double si la fréquence du RFQ est finalement choisie à 176,1 MHz). Le faisceau pénétrera ensuite dans la partie haute énergie de l'accélérateur, comportant deux familles de cavités elliptiques 5-cellules fonctionnant à 704,4 MHz.

Les protons atteindront la cible de spallation à une énergie de 600 MeV avec un courant maximum de 4 mA. Des aimants quadripôles, placés le long de la ligne entre les éléments

d'accélération, assureront la focalisation du faisceau tandis qu'un jeu de dipôles permettra de le dévier en bout de ligne, afin qu'il pénètre par le haut du réacteur. Un dernier dipôle, alimenté en courant alternatif, assurera un balayage circulaire de la cible (empreinte en forme de « doghnut ») afin d'homogénéiser les échauffements et le flux de neutrons produit par spallation [49].

La réalisation d'un tel accélérateur demeure un véritable challenge, d'abord pour sa puissance (cf. Figure 1.15), mais surtout pour le niveau de fiabilité qu'il doit atteindre. Justement, afin de rendre la ligne supraconductrice de l'accélérateur MYRRHA tolérante aux pannes, là aussi, la redondance des fonctions est envisagée. En effet, lorsque l'accélérateur sera dans un mode opératoire nominal, les cavités supraconductrices ne fonctionneront pas au maximum de leur capacité. Ainsi, si l'une d'entre elles vient à tomber en panne, ses voisines pourront compenser son absence grâce à la réserve de puissance dont chacune dispose. Afin de garantir cette marge sur les performances maximale, il faut, en premier lieu, accorder une attention particulière à la conception et au design des cavités (cf. Chapitre 3). Mais c'est surtout l'étude expérimentale des cavités et de leur module cryogénique qui permet de s'assurer de leur bonne performance et de la robustesse de ces éléments d'accélération. Dans le chapitre 4, on reviendra notamment sur les problématiques rencontrées lors des expériences menées sur un nouveau prototype de cryomodule dédié à l'étude, en « configuration machine », des cavités elliptiques de la section $\beta = 0,47$ du linac pour MYRRHA.

Enfin, pour assurer la tolérance aux fautes du linac supraconducteur, il est indispensable que les points de fonctionnement (tension accélératrice et phase) des cavités puissent être re-réglées en moins de 3 secondes, afin de compenser la panne de l'une d'entre elles sans pour autant que cela gêne la neutronique du réacteur. Dans le chapitre 5 de ce manuscrit, on présentera les résultats obtenus pour l'étude de la faisabilité de telles procédures. Pour cela on a modélisé le comportement RF d'une cavité, le comportement de son système d'accord (qui permet de régler sa fréquence de résonance) et leur boucle de régulation.

Mais avant toute chose, attardons-nous, dans le chapitre suivant, sur les quelques notions nécessaires pour appréhender le fonctionnement de ces cavités accélératrices supraconductrices.

Chapitre 2

Cavité résonante et supraconductivité pour l'accélération de particules



Psyché, la cavité multi-cellules ($704,4 \text{ MHz}$; $\beta_g = 0,47$) destinée au banc de test pour l'étude de la « tolérance aux fautes » d'un module accélérateur supraconducteur.

Le rôle majeur des cavités résonantes, dans l'accélérateur, est de fournir une puissance radiofréquence au faisceau, afin d'assurer le gain en énergie des particules. Une cavité se présente comme un volume diélectrique borné, dans lequel il est possible d'injecter des ondes électromagnétiques. Pour une onde électromagnétique de fréquence donnée, un régime quasi-stationnaire s'établit, la cavité emmagasine de l'énergie, et ainsi elle « résonne ».

Pendant la résonance, le champ électromagnétique de l'onde adopte une configuration spatiale qui dépend de la géométrie de la cavité. Il devient alors possible d'obtenir des modes de résonance dont le champ électrique axial est confondu avec l'axe de propagation du faisceau.

L'énergie transmise au faisceau, dépend ensuite de la puissance RF que l'on peut stocker dans l'enceinte de la cavité. Celle-ci est limitée par les dissipations de l'onde dans les parois. L'exploitation du phénomène de supraconductivité, permet de limiter fortement ces dissipations et ainsi d'augmenter le rendement des cavités.

Dans ce chapitre on s'attardera, dans un premier temps, sur le principe de fonctionnement des cavités accélératrices et sur la description de leurs principales caractéristiques. Ensuite, on introduira les quelques notions nécessaires à la compréhension du phénomène de supraconductivité. Enfin, dans une troisième partie, on exposera l'application de ce phénomène aux technologies accélératrices hyperfréquences.

2.1 Cavités accélératrices

2.1.1 Principe

Les cavités accélératrices permettent de confiner une onde électromagnétique, par réflexion de cette onde sur ses parois. La propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu diélectrique est régie par les équations de Maxwell. On se propose, dans un premier temps de rappeler leurs écritures avant de se pencher sur l'étude du phénomène de résonance.

Equations de Maxwell

Dans le cas des cavités accélératrices le milieu diélectrique est le vide, les équations de Maxwell s'écrivent alors, sous forme locale et intégrale, comme :

– *Equation de Maxwell-Gauss*

$$\operatorname{div}(\vec{E}) = 0 \Leftrightarrow \oiint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = 0 \quad (2.1)$$

– *Equation de Maxwell-Thomson*

$$\operatorname{div}(\vec{B}) = 0 \Leftrightarrow \oiint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0 \quad (2.2)$$

– *Equation de Maxwell-Faraday*

$$\operatorname{rot}(\vec{E}) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \Leftrightarrow \oint_l \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{\partial}{\partial t} \oiint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} \quad (2.3)$$

– *Equation de Maxwell-Ampère*

$$\operatorname{rot}(\vec{B}) = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \Leftrightarrow \oint_l \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \oiint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} \quad (2.4)$$

Avec,

μ_0 : la perméabilité du vide ($\text{kg.m/s}^2/\text{A}^2$)

ϵ_0 : la permittivité du vide ($\text{A}^2.\text{s}^4/\text{kg/m}^3$)

$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}$: la célérité de la lumière dans le vide (m/s)

Compréhension de la résonance

Une particule chargée est accélérée par un champ électrique. Appliquer une différence de potentiel entre deux plaques d'un condensateur permet de créer un tel gradient accélérateur. Toutefois, dans le premier chapitre (cf. *Partie 1.2.1*) on a évoqué le fait que l'accélération électrostatique a une portée limitée, en raison des phénomènes de claquage, et qu'il est dans ce cas plus intéressant d'utiliser un gradient alternatif.

Mais alors, que se passe-t-il lorsqu'on applique une tension alternative aux bornes d'un tel condensateur ? Pour répondre à cette question on se propose de résumer le raisonnement suivi dans [50].

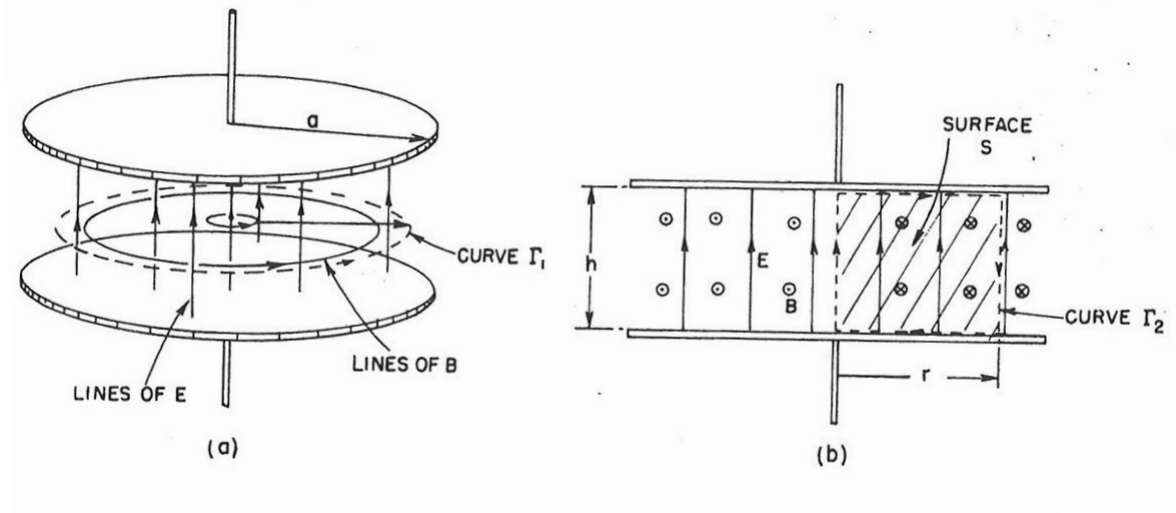


FIGURE 2.1 – Champs électrique et magnétique entre deux plaques circulaires d'un condensateur [50].

Pour cela, on considère un condensateur géométriquement idéal, illustré en Figure 2.1. Comme la tension varie à ses bornes, le champ électrique oscille à la pulsation ω . L'évolution de son amplitude (avec E_0 sa valeur maximum) dans le temps s'écrit alors comme :

$$E = E_0 e^{i\omega t} \quad (2.5)$$

Or, comme l'indique l'équation de Maxwell-Ampère, là où il y a une variation du flux électrique dans le temps, il y a création de lignes de flux magnétique. Donc, avec l'équation intégrale 2.4, et en considérant le flux électrique à travers la surface délimitée par la courbe Γ_1 de rayon r , on peut écrire :

$$c^2 B 2\pi r = \pi r^2 \frac{\partial}{\partial t} E \quad (2.6)$$

Et avec 2.5 on obtient, la valeur du champ magnétique :

$$B = \frac{i\omega r}{2c^2} E_0 e^{i\omega t} \quad (2.7)$$

Ainsi le champ magnétique oscille et son amplitude est proportionnelle à r . Mais, si le flux magnétique varie, d'après l'équation de Maxwell-Faraday, il induit un champ électrique : le condensateur a, pour ainsi dire, un comportement inductif. Ce champ électrique, E_2 , vient donc s'ajouter à notre champ électrique uniforme de départ, que l'on nommera maintenant E_1 . En utilisant l'équations 2.3, et en considérant le flux magnétique à travers la surface délimitée par le contour Γ_2 (cf. Figure 2.1 (b)) on obtient, avec le gap h :

$$-E_2(r).h = \frac{\partial}{\partial t} \int B(r) h dr \quad (2.8)$$

Ce qui donne, en utilisant l'équation 2.7 :

$$E_2(r) = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{i\omega r^2}{4c^2} E_0 e^{i\omega t} \right) = -\frac{\omega^2 r^2}{4c^2} E_0 e^{i\omega t} \quad (2.9)$$

Le champ électrique total devient alors :

$$E = E_1 + E_2 = \left(1 - \frac{1}{4} \frac{\omega^2 r^2}{c^2}\right) E_0 e^{i\omega t} \quad (2.10)$$

Ainsi, on remarque que l'amplitude du champ électrique diminue lorsqu'on s'éloigne du centre du condensateur. De plus, ses variations engendrent un nouveau champ magnétique, que l'on peut calculer en suivant le même raisonnement que précédemment, avec l'équation de Maxwell-Ampère et le résultat de 2.9 :

$$B_2(r) = -\frac{i\omega^3 r^3}{16c^4} E_0 e^{i\omega t} \quad (2.11)$$

Ainsi, B_2 vient corriger la valeur du champ magnétique B et elle s'ajoute à celle trouvée en 2.7. Une fois encore, on constate que B_2 varie dans le temps, cela signifie donc qu'il induit un champ électrique E_3 , qui lui même, par ses variations, crée un champ magnétique B_3 . Il est alors possible de répéter ce raisonnement infiniment et de corriger petit à petit les expressions des champs électromagnétiques.

Au final, l'écriture complète du champ électromagnétique est donnée par :

$$\begin{cases} E = E_0 e^{i\omega t} \left[1 - \frac{1}{(1!)^2} \left(\frac{\omega r}{2c}\right)^2 + \frac{1}{(2!)^2} \left(\frac{\omega r}{2c}\right)^4 - \frac{1}{(3!)^2} \left(\frac{\omega r}{2c}\right)^6 + \dots \right] \\ B = E_0 e^{i\omega t} \frac{i\omega r}{2c} \left[1 - \frac{1}{1!2!} \left(\frac{\omega r}{2c}\right)^2 + \frac{1}{2!3!} \left(\frac{\omega r}{2c}\right)^4 + \frac{1}{3!4!} \left(\frac{\omega r}{2c}\right)^6 + \dots \right] \end{cases} \quad (2.12)$$

Maintenant, si on pose $x = \omega r/2c$, on constate que E et B s'écrivent selon les deux premières fonctions de Bessel de première espèce $J_0(x)$ et $J_1(x)$; tracées sur la Figure 2.2.

$$\begin{cases} E = E_0 e^{i\omega t} J_0(x) \\ B = E_0 e^{i\omega t} J_1(x) \end{cases} \quad (2.13)$$

Le champ électrique peut donc adopter une infinité de configurations entre les deux plaques circulaires du condensateur. Pour un rayon donné, r , plus la fréquence sera grande, plus x sera grand, et donc, plus le nombre d'oscillations du champ sera grand lorsqu'on se déplacera du centre vers le bord des plaques. Remarquons aussi, que son amplitude ne dépend pas de l'écart entre les deux plaques. Autour de ce champ électrique vient se mêler un champ magnétique qui indique que le condensateur n'a plus seulement un comportement capacitif mais aussi inductif. Et ce sont ces deux contre-réactions qui entretiennent les oscillations du signal à une fréquence donnée.

On obtient ici un premier résonateur, dont on pourrait utiliser le champ électrique pour ac-

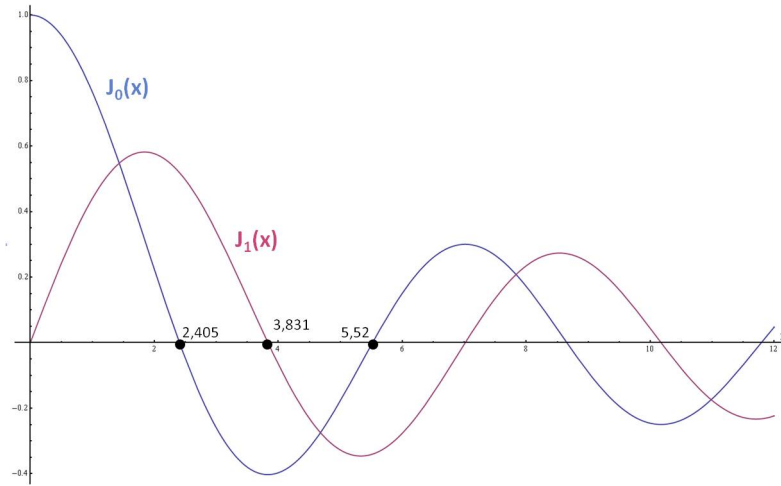


FIGURE 2.2 – Les deux premières fonctions de Bessel.

célérer un faisceau de particules le long de son axe central ; là où il est maximum. Cependant, l'accélération de particules ne peut se faire que dans un environnement clos. Que se passe-t-il alors lorsqu'on veut fermer le volume délimité par les deux plaques du condensateur ?

Le modèle de la cavité « pill-box »

On souhaite maintenant fermer le volume diélectrique sous forme d'un cylindre comme illustré par la Figure 2.3 afin de confiner l'onde électromagnétique. Pour cela, il est alors inévitable de court-circuiter les bords des deux électrodes de la capacité. Si le champ électrique est nul à l'extrémité de ces électrodes, il n'y a pas de différence de potentiel, aucun courant ne se crée dans la paroi, les champs électrique et magnétique peuvent continuer leurs oscillations sans que le résonateur n'ait plus aucune connexion vers l'extérieur.

Autrement dit, il y a résonance dans cette cavité en forme de « boîte de conserve » (ou « pill-box ») lorsque le rapport $(\omega r/c)$ est égal à un « zéro » de la fonction de Bessel $J_0(x)$. La condition qui lie le rayon de la cavité r à la pulsation de résonance ω pour le premier mode (le plus intéressant pour l'accélération, car on ne piège que la première « arche » de la fonction J_0) est donc :

$$\omega_0 = 2,405 \frac{c}{r} \quad (2.14)$$

Sous cette condition , le champ électrique oscille, avec une amplitude maximale au centre de la cavité, et il est nul sur les bords. Par contre, l'amplitude du champ magnétique qui oscille autour du champ électrique (orienté selon le vecteur \vec{u}_θ de la Figure 2.3) n'est pas nulle le long des parois. En effet, pour $x = 2,405$, la fonction $J_1(x = 2,405) = 0,77$. Les oscillations du champ magnétique induisent en fait des courants de surface, qui entraînent la dissipation de l'onde électromagnétique dans les parois du résonateur. En pratique, la résonance doit donc être excitée de façon permanente si l'on veut éviter que l'onde électromagnétique s'évanouisse.

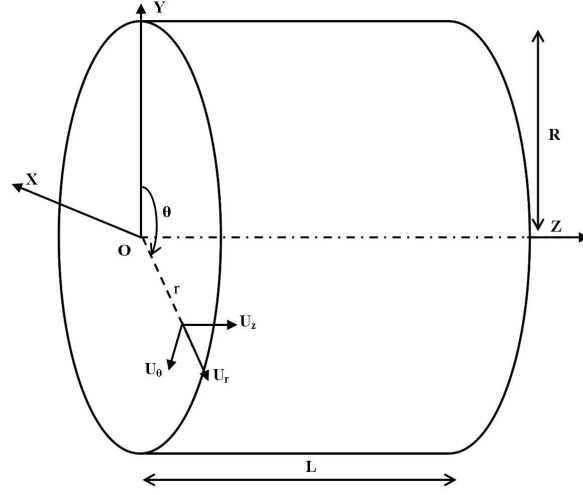


FIGURE 2.3 – Représentation schématique d'une cavité « pill-box ».

Pour une cavité de rayon donné, les résonances se produiraient donc pour des valeurs de fréquences discrètes correspondant aux zéros de la fonction J_0 , qui caractérisent le nombre de fois où E change de signe le long de la composante radiale. De ce fait, le second mode de résonance interviendrait donc à la fréquence $f = 5,52 \, c/(2\pi r)$.

Mais, en réalité, il existe beaucoup plus de modes intermédiaires. En effet, dans le cheminement que l'on vient de suivre on a un peu « triché » car on a simplement pris en compte les oscillations des champs dans un seul plan $(O, \vec{u}_r, \vec{u}_z)$ en considérant une symétrie de révolution autour de l'axe \vec{Z} . Or, tout comme dans la direction radiale, les champs peuvent adopter différentes structures périodiques dans la direction azimutale (en fonction de θ) et dans la direction longitudinale (en fonction de z). Ceci se démontre lorsqu'on résout les équations d'ondes, issues de la combinaison des quatre équations de Maxwell pour des champs oscillant à une pulsation ω (en $e^{i\omega t}$) :

$$\Delta \vec{E} + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \vec{E} = 0 \quad \Delta \vec{B} + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \vec{B} = 0 \quad (2.15)$$

Appliquées à chaque composante des champs en coordonnées cylindriques $(\vec{u}_z, \vec{u}_r, \vec{u}_\theta)$, en précisant les conditions aux limites sur les parois métalliques de la cavité ($\vec{n} \cdot \vec{E} = 0$ et $\vec{n} \wedge \vec{B} = 0$, avec \vec{n} le vecteur normal aux parois), on en déduit toutes les possibilités pour qu'une onde stationnaire s'établisse dans la cavité [51]. Ces ondes existent sous deux grandes familles :

- Les ondes transverses électriques (TE), pour lesquelles le champ électrique dans la direction longitudinale est nul ($E_z = 0$).
- Les ondes transverses magnétiques (TM), pour lesquelles le champ magnétique dans la direction longitudinale est nul ($B_z = 0$).

Pour un type d'onde donné, le système d'équations est vérifié par des fréquences bien particulières f_{mnp} correspondant à un mode TE_{mnp} ou TM_{mnp} . Les indices m, n et p , prennent des valeurs entières, et décrivent la périodicité des champs dans les trois directions du système de coordonnées cylindriques :

- m , indique le nombre exact de périodes des oscillations des champs dans la direction azimutale (lorsqu'on effectue un tour complet sur une section transversale de la cavité, θ variant de 0 à 2π). Du fait de leur configuration spatiale on parlera dans le cas où $m=0$, de modes monopôlares ; pour $m=1$, il s'agira de modes dipôlares, pour $m=2$, de modes quadripôlares, etc..
- n , indique le nombre exact de fois où les champs s'annulent dans la direction radiale (r variant de 0 à R).
- p , indique le nombre exact de demi-périodes des champs dans la direction longitudinale (z variant de 0 à L). A noter que pour les modes TE, le cas $p = 0$ n'existe pas, cela signifierait que les champs sont nuls en tout point.

Le premier mode de résonance, appelé mode fondamental, est le mode TM_{010} , c'est le mode que l'on a évoqué précédemment qui correspond au premier zéro de J_0 . C'est donc ce mode, de fréquence de résonance $f_0 = 2\pi\omega_0$, qui est le plus souvent utilisé pour l'accélération des particules.

Tous les autres modes, appelés modes supérieurs, sont indésirables pour l'accélération, car la configuration de leur champ électromagnétique risque de perturber le faisceau et de provoquer des pertes. Les modes supérieurs les plus perturbants sont ceux qui présentent une composante électrique parallèle à l'axe faisceau (TM_{0np}) et les modes dipôlares qui produisent une composante perpendiculaire à l'axe \vec{Z} . Afin d'illustrer ceci, on a représenté les premiers modes d'une cavité « pill-box » en Figure 2.4. On remarquera que le mode TM_{020} , qui correspondait au deuxième mode de résonance dans notre première approche du condensateur¹, est en réalité le neuvième.

Cavité et tubes faisceau

La cavité « pill-box » est donc le modèle idéal sur lequel est basé le fonctionnement des cavités accélératrices. En pratique, pour que le faisceau pénètre dans la cavité, il convient « d'ouvrir » ce résonateur, par le biais de tubes. En général, c'est sur ces tubes faisceau que l'on vient placer un coupleur de puissance, c'est à dire une antenne qui permet d'amener le signal RF dans la cavité. Les tubes jouent alors un rôle de guide d'ondes.

Tout comme il y a des modes résonants dans une cavité, on peut montrer que dans un

1. où seules les variations selon r étaient prises en compte.

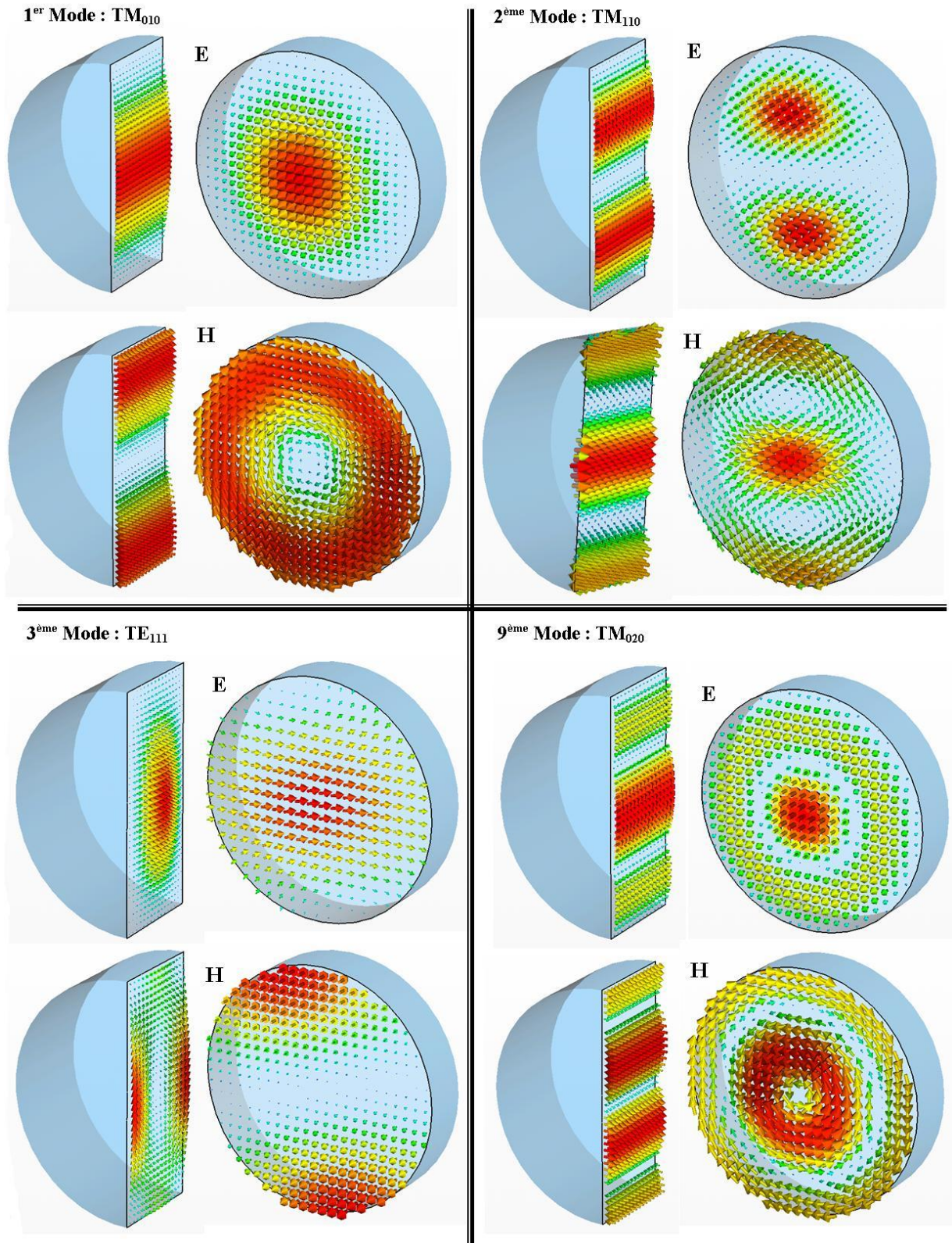


FIGURE 2.4 – Répartition des champs électrique (E) et magnétique (H) pour quelques modes résonant d'une cavité « pill-box ». Les trois premiers modes sont représentés ainsi que le neuvième, qui est le deuxième mode apériodique dans les directions azimutale et longitudinale, après le fondamental.

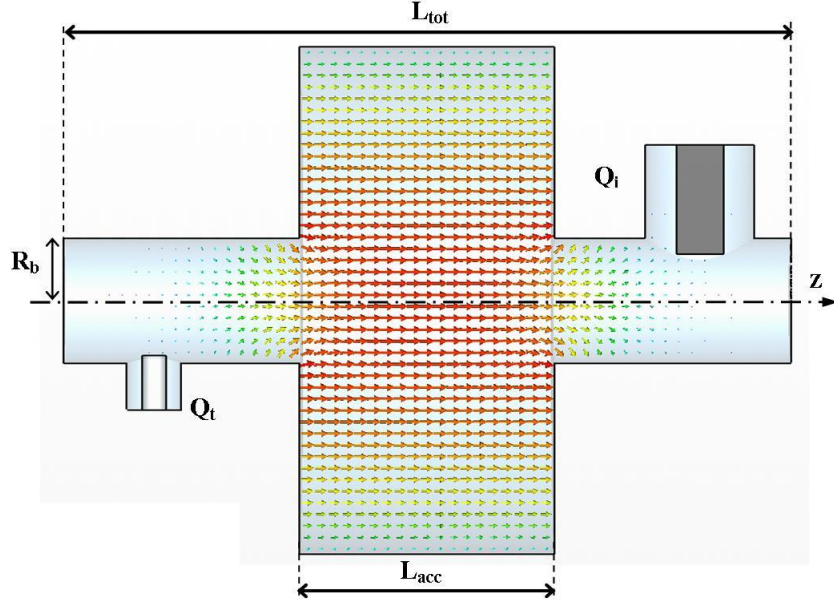


FIGURE 2.5 – Représentation schématique d'une cavité accélératrice.

tube les ondes électromagnétiques ne peuvent se propager que sous certaines conditions en adoptant des configurations spatiales bien définies. Les fréquences de coupure de ces modes, c'est-à-dire les valeurs de fréquences en dessous desquelles les modes ne peuvent se propager, sont inversement proportionnelles au rayon des tubes [52].

Généralement, les premiers modes de propagation permettent de coupler le mode de résonance dans la cavité. Il faut alors s'assurer que les rayons de ces tubes faisceau ne sont pas trop grands pour que la fréquence du mode accélérateur ne soit pas supérieure aux fréquences de coupure des tubes. Les deux premiers modes progressifs qui permettent de coupler la plupart des modes résonants présents dans la cavité sont les modes TM_{01} et TE_{11} . Leur fréquence de coupure s'écrit, pour un tube de rayon R_b :

$$f_c(TM_{01}) = \frac{2,405 c}{2\pi R_b} \quad f_c(TE_{11}) = \frac{1,841 c}{2\pi R_b} \quad (2.16)$$

Ainsi, pour un fonctionnement à 704,4 MHz, il faut que $R_b < 124,7$ mm afin d'éviter tout risque de propagation du mode fondamental vers l'extérieur de la cavité.

La Figure 2.5 schématise une cavité accélératrice avec ses tubes faisceau et ses deux antennes. La première (Q_i) permet de coupler la cavité pour y amener l'onde électromagnétique, c'est le coupleur de puissance. L'autre, plus petite (Q_t), permet, en pratique, d'extraire une infime partie du signal RF, afin de mesurer l'image du champ accélérateur présent dans la cavité.

Sur cette figure, le champ électrique du mode accélérateur est aussi représenté. La fréquence de résonance de la cavité est inférieure aux fréquences de coupure des premiers modes de propagation dans les tubes faisceau, ainsi le champ électrique se propage à peine dans ces

tubes et reste globalement piégé dans la cavité.

2.1.2 Grandeurs caractéristiques

Principe d'accélération et condition de synchronisme

L'accélération de particules dans une structure resonante n'est pas aussi aisée qu'avec un générateur électrostatique. En effet, le passage des particules doit être synchronisé avec les oscillations du champ électrique sur l'axe faisceau.

Le faisceau se présente sous forme de paquets de particules, l'étalement de ces paquets dans la direction longitudinale caractérise la dispersion en phase des particules qui le compose. Afin de garantir la cohésion du paquet tout au long de l'accélération, il est préférable que son passage dans la cavité se fasse pendant la phase montante du champ RF. Ce cas est représenté par la Figure 2.6 : une particule du paquet arrivant un peu trop tôt (M_1) sera moins accélérée et aura tendance à « attendre » les particules en queue de paquet (M_2), qui verront un champ accélérateur plus élevé. A l'inverse, un paquet pénétrant dans la cavité lorsque le champ RF diminue aura tendance à s' tirer de plus en plus et à éclater (N , N_1 , N_2).

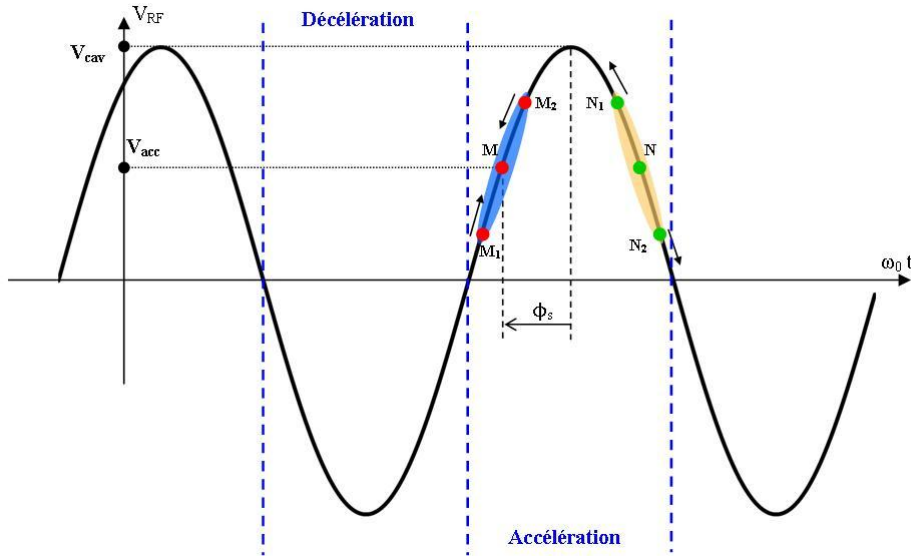


FIGURE 2.6 – Champ accélérateur et stabilité en phase.

Par convention, on considère au centre du paquet une particule (fictive) qui pénètre ni trop en avance ni trop en retard dans la cavité. Cette particule de référence, appelée particule synchrone, permet de définir la phase idéale pour garantir le synchronisme entre l'onde accélératrice et le paquet de particules. Cette phase, appelée phase synchrone et notée ϕ_s , est en fait la valeur moyenne de la phase entre l'onde RF et le paquet de particules pendant son accélération dans la cavité. En conséquence, la tension accélératrice vue par le paquet peut donc s'écrire comme :

$$V_{acc} = V_{cav} \cos(\phi_s) \quad (2.17)$$

Et si l'on prend en compte la charge q des particules, on peut en déduire le gain en énergie apporté par la cavité :

$$\Delta W = q V_{acc} = q V_{cav} \cos(\phi_s) \quad (2.18)$$

Ainsi, le faisceau ne voit pas forcément la tension accélératrice maximale offerte par la cavité, et, le gain d'énergie est pondéré par la valeur de ϕ_s . Le choix de cette phase est dicté par les études de dynamique du faisceau. Il est notamment fixé par l'acceptance longitudinale de l'accélérateur et par la dispersion en phase du paquet.

Champ accélérateur

On vient de l'évoquer, l'accélération se fait sous certaines conditions de synchronisme, où signal RF et particules ne sont pas forcément en phase. Qu'en est-il alors du champ accélérateur réellement perçu par les particules ?

Pour comprendre ce mécanisme, intéressons-nous à un paquet qui pénètre dans une cavité de pulsation de résonance ω_0 , au temps t_0 . Il parcourt la longueur totale L_{tot} de la cavité (cf. Figure 2.5) et ressort au temps t_1 . Le gain en énergie du paquet durant son trajet est donc :

$$\Delta W = \int_{t_0}^{t_1} q \vec{E} \cdot \vec{v} dt \quad (2.19)$$

où q est la charge des particules et $v = \beta c$ la vitesse du paquet. \vec{E} correspond au champ électrique développé dans la cavité le long de l'axe faisceau. Le profil du champ le long de cet axe $E_z(z, r = 0)$ dépend la position z . Il est maximum au milieu de la cavité et s'atténue dans les tubes faisceau, de plus il oscille à la fréquence de résonance de la cavité f_0 . Le gain complexe en énergie d'un paquet, pénétrant dans la cavité avec un déphasage φ par rapport à l'onde RF, s'écrit alors :

$$\widetilde{\Delta W} = q \int_{t_0}^{t_1} E_z(z, r = 0) e^{j(\omega_0 t + \varphi)} \cdot v dt \quad (2.20)$$

Sur une seule cavité, on peut en général supposer que ce gain d'énergie est faible par rapport à l'énergie cinétique des particules. On peut ainsi faire l'approximation que v est constante pendant le temps d'accélération. L'équation 2.20 se réécrit donc, comme :

$$\widetilde{\Delta W} = q \int_0^{L_{tot}} E_z(z, r = 0) e^{j(\frac{\omega_0 z}{\beta c} + \varphi)} dz \quad (2.21)$$

Et le gain en énergie réel est :

$$\Delta W = \text{Re}(\widetilde{\Delta W}) = |\widetilde{\Delta W}| \cos(\text{Arg}(\widetilde{\Delta W})) \quad (2.22)$$

Par identification avec l'équation 2.18, on en déduit alors l'expression de la tension cavité

V_{cav} et de la phase synchrone ϕ_s :

$$V_{cav} = \frac{|\widetilde{\Delta W}|}{q} = \left| \int_0^{L_{tot}} E_z(z, r=0) e^{j \frac{\omega_0 z}{\beta c}} dz \right| \quad (2.23)$$

$$\phi_s = \arctan \left(\frac{\int_0^{L_{tot}} E_z(z, r=0) \sin(\frac{\omega_0 z}{\beta c} + \varphi) dz}{\int_0^{L_{tot}} E_z(z, r=0) \cos(\frac{\omega_0 z}{\beta c} + \varphi) dz} \right) \quad (2.24)$$

Enfin, pour une cavité accélératrice, on définit conventionnellement le champ accélérateur comme :

$$E_{acc} = \frac{V_{cav}}{L_{acc}} = \frac{1}{L_{acc}} \left| \int_0^{L_{tot}} E_z(z, r=0) e^{j \frac{\omega_0 z}{\beta c}} dz \right| \quad (2.25)$$

Par cette définition on peut noter plusieurs propriétés de E_{acc} :

- Il est calculé sur la longueur totale de la cavité L_{tot} mais normalisé par rapport à la longueur accélératrice L_{acc} .
- Il dépend de la vitesse réduite β des particules.
- Il est défini comme le module d'un nombre complexe et ne tient pas rigueur d'un éventuel déphasage. En fait, il représente le champ accélérateur maximum envisageable.

Le champ accélérateur réel vu par le paquet de particules s'écrit, après sa traversée de la cavité, en fonction de la tension accélératrice V_{acc} :

$$E_{acc}^{vrai} = \frac{V_{acc}}{L_{acc}} = E_{acc} \cos(\phi_s) \quad (2.26)$$

Facteur de temps de transit

Il est d'usage de définir le facteur de temps de transit $T(\beta)$ (pour « transit time factor ») comme le rapport entre la tension accélératrice maximum $V_{cav}(\beta)$, vue par les particules de vitesse β , et la tension maximale disponible dans la cavité V_{max} :

$$T(\beta) = \frac{V_{acc}}{V_{max}} \quad (2.27)$$

Avec,

$$V_{max} = \int_0^{L_{tot}} |E_z(z, r=0)| dz \quad (2.28)$$

Le facteur de temps de transit s'écrit alors comme :

$$T(\beta) = \frac{\left| \int_0^{L_{tot}} E_z(z, r=0) e^{j \frac{\omega_0 z}{\beta c}} dz \right|}{\int_0^{L_{tot}} |E_z(z, r=0)| dz} \leq 1 \quad (2.29)$$

Il caractérise la façon dont les particules perçoivent l'onde RF, qui oscille à la fréquence f_0 , pendant leur temps de vol dans la cavité. Autrement dit, pour une vitesse donnée du paquet de particules à l'entrée de la cavité il permet de quantifier la qualité de l'accélération.

« Bêta géométrique » et « bêta optimal »

On vient de voir que le facteur de temps de transit, $T(\beta)$, est défini pour un β donné. Pour chaque type de cavité, on peut montrer qu'il existe une valeur optimale de la vitesse réduite, β_{opt} , pour laquelle $T(\beta)$ est maximal. Cette valeur optimale dépend, bien sûr, de l'allure du champ électrique sur l'axe faisceau, de la fréquence de fonctionnement de la cavité et aussi de sa longueur.

En effet, pour le mode accélérateur TM_{010} , la cavité fonctionne en « mode π », c'est-à-dire que la longueur de la cellule accélératrice est égale à la demi-longueur d'onde ($\lambda/2$) du champ résonant.

$$L_{cell} = \frac{\lambda}{2} \quad (2.30)$$

Or pour que l'accélération se fasse efficacement, il faut que les particules parcourent la cellule dans un temps maximum correspondant à une demi-période RF. Ainsi, le champ électrique ne change pas de signe pendant le temps de la traversé et s'inverse seulement au moment où les particules quittent la cellule. En d'autres termes, la vitesse des particules doit être égale à la vitesse de phase de l'onde. Il est alors possible de montrer [53] que pour un « mode π », on a :

$$L_{cell} = \frac{\beta c}{2f_0} \quad (2.31)$$

Cette étroite relation, entre vitesse de particule et longueur de cellule accélératrice, a pour conséquence que l'on définit conventionnellement la longueur d'une cavité par son « bêta géométrique », donné par :

$$\beta_g = \frac{2f_0 L_{cell}}{c} \quad (2.32)$$

Dans le cas des cavités « pill-box » (sans tube faisceau), on a exactement $\beta_g = \beta_{opt}$. Pour des cavités aux géométries plus complexes, ces deux facteurs diffèrent sensiblement. Il est cependant d'usage de désigner une cavité par son « bêta géométrique ».

Cette différence s'explique par le changement d'allure du champ électrique, induit par la présence des tubes faisceau mais aussi par la forme des cavités. Généralement, et notamment dans le cas des cavités supraconductrices, on s'applique à leur donner des géométries qui permettent de limiter les champs électromagnétiques de surface et les pertes.

Facteur de qualité

La valeur du champ accélérateur est définie en fonction de la vitesse des particules que l'on souhaite accélérer. Mais elle dépend surtout de la puissance RF stockée dans la cavité. La puissance maximum que l'on pourra stocker dépend des pertes engendrées par la présence des champs magnétiques de surface. Ces pertes sont quantifiées par le facteur de qualité Q_0 , défini pour un mode de résonance de pulsation ω_0 , comme le rapport entre l'énergie RF stockée W (en Joules) et la puissance RF dissipée P_{cav} (en Watts) :

$$Q_0 = 2\pi \frac{\text{Energie stockée dans la cavité}}{\text{Energie dissipée par cycle RF}} = \omega_0 \frac{W}{P_{cav}} \quad (2.33)$$

Les cavités accélératrices travaillent avec un vide poussé, les pertes dans le volume di electrique sont donc négligeables et seules les dissipations RF sur les parois métalliques de la cavité ont une influence sur P_{cav} . Ces dissipations sont essentiellement dues aux courants crées sur la surface interne S de la cavité par le champ magnétique H , qui entraînent des dissipations par effet Joule proportionnelles à la résistance de surface R_S du matériau :

$$P_{cav} = \frac{1}{2} \int_S R_S |H|^2 dS \quad (2.34)$$

L' nergie RF stockée s'écrit, elle, comme :

$$W = \frac{1}{2} \mu_0 \int_V |H|^2 dV = \frac{1}{2} \epsilon_0 \int_V |E|^2 dV \quad (2.35)$$

Le facteur de qualité s'écrit alors comme :

$$Q_0 = \omega_0 \frac{\mu_0 \int_V |H|^2 dV}{\int_S R_S |H|^2 dS} \quad (2.36)$$

Et, si l'on considère que la résistance de surface est uniforme sur les parois internes de la cavité, il est alors possible de définir le facteur G comme :

$$G = \omega_0 \mu_0 \frac{\int_V |H|^2 dV}{\int_S |H|^2 dS} = R_S Q_0 \quad (2.37)$$

G s'exprime en Ohms et il est appelé « facteur géométrique » car il a l'avantage de ne pas dépendre de la résistance de surface du matériau, mais simplement de la géométrie de la cavité. Il est ainsi très utile pour comparer différentes formes de cavités accélératrices sans tenir compte du matériau qui les compose.

Lors du design et de la conception d'une cavité on cherchera toujours à maximiser cette grandeur, car pour une valeur de R_S donnée, G est directement proportionnel à Q_0 , et plus Q_0 est grand, moins les pertes RF sont importantes.

Impédance shunt et (r/Q)

Une autre grandeur importante utilisée pour caractériser les pertes d'une cavité est « l'impédance shunt ». Par analogie avec un circuit électrique, on définit la puissance dissipée P_{cav} dans les parois de la cavité, en considérant celle-ci comme une impédance, r_{shunt} , soumise à une tension qui n'est autre que la tension cavité :

$$r_{shunt} = \frac{V_{cav}^2}{2P_{cav}} = \frac{(E_{acc}L_{acc})^2}{2P_{cav}} \quad (2.38)$$

Cette impédance, aussi exprimée en Ohms, prendra des valeurs d'autant plus grandes que les pertes RF seront faibles. Tout comme le facteur de qualité, r_{shunt} permet de quantifier les pertes RF. Il est notamment intéressant de relier ces deux grandeurs et en particulier d'en exprimer le rapport que l'on écrit (r/Q) :

$$\left(\frac{r}{Q}\right) = \frac{(E_{acc}L_{acc})^2}{2\omega_0 W} \quad (2.39)$$

Notons que, comme G , le (r/Q) ne dépend pas de la résistance de surface, mais seulement de la géométrie de la cavité. Ainsi, pour une valeur donnée d'énergie stockée dans la cavité, plus le (r/Q) sera grand, plus le champ accélérateur sera important.

Contrairement à G , qui ne dépend que de la forme de la cavité et donc du β_g , le rapport (r/Q) est relié au champ accélérateur et il dépend donc de la vitesse (βc) des particules accélérées.

2.1.3 Modélisation d'une cavité et de son environnement

Introduction des principaux paramètres et analogie entre définitions « électrique » et « énergétique »

Une cavité accélératrice, de part sa géométrie permet de stocker une onde électromagnétique qui résonne à une fréquence bien précise. En fait, elle agit comme un résonateur passe-bande, et par conséquent, on peut la modéliser comme un circuit parallèle RLC. La Figure 2.7 donne une vision schématique d'une cavité, traversée par un faisceau, et de son environnement. Une source RF, reliée à une ligne de transmission d'impédance Z_0 , permet d'acheminer le signal jusqu'au coupleur de puissance représenté par un transformateur idéal $(1 : N)$ (une spire côté générateur et N spires côté cavité). Un circulateur est inséré dans la ligne afin de protéger le générateur d'un quelconque signal réfléchi. Comme on le verra par la suite, pour la cavité, le faisceau peut être assimilé à un générateur de courant.

Regardons dans un premier temps la cavité seule, modélisée comme un circuit RLC aux bornes duquel se trouve une tension V_{cav} . La résistance R modélise, en quelque sorte, la résistance de surface du matériau qui compose les parois de la cavité et dans lesquelles une partie de la puissance RF, P_{cav} , est dissipée.

$$P_{cav} = \frac{1}{2} \frac{V_{cav}^2}{R} \quad (2.40)$$

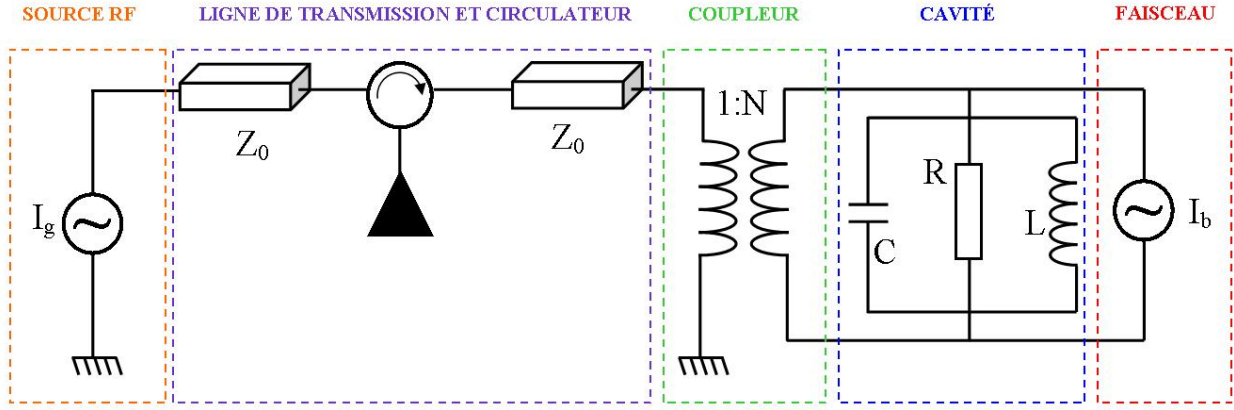


FIGURE 2.7 – Vision schématique d'une cavité traversée par un faisceau, et couplée à un générateur de puissance RF par l'intermédiaire d'un coupleur et d'une ligne de transmission.

L'énergie stockée dans la cavité est, elle, équivalente à l'énergie emmagasinée par le condensateur C . On peut donc écrire :

$$W = \frac{1}{2} C V_{cav}^2 = \frac{1}{2} \frac{V_{cav}^2}{\omega_0^2 L} \quad (2.41)$$

Sachant que pour un circuit RLC, $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$, et en utilisant les équations 2.33, 2.40 et 2.41, il est donc possible de déduire les relations qui lient Q_0 , ω_0 , R , L et C .

$$Q_0 = \omega_0 R C = \frac{R}{L\omega_0} \quad (2.42)$$

Toutefois, l'onde RF issue du générateur, n'est pas uniquement dissipée dans la cavité, mais aussi dans le coupleur ou encore dans la ligne de transmission, autrement dit dans tout l'environnement externe à la cavité. On peut donc définir un facteur de qualité externe (ou couplage externe) qui prend en compte la puissance de dissipation P_{ext} dans les systèmes autres que la cavité.

$$Q_{ext} = 2\pi \frac{\text{Energie stockée dans la cavité}}{\text{Energie dissipée dans l'appareillage externe par cycle RF}} = \omega_0 \frac{W}{P_{ext}} \quad (2.43)$$

De même, il est alors possible de définir le facteur de qualité en charge (ou couplage en charge), Q_L , de la cavité, qui caractérise l'ensemble des dissipations dans l'installation (cavité + lignes de transmission).

$$Q_L = 2\pi \frac{\text{Energie stockée dans la cavité}}{\text{Energie totale dissipée par cycle RF}} = \omega_0 \frac{W}{P_{cav} + P_{ext}} = \omega_0 \frac{W}{P_{tot}} \quad (2.44)$$

Et donc en utilisant 2.33, 2.43 et 2.44, il est possible de déduire la relation qui caractérise

le couplage de la cavité :

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{ext}} \quad (2.45)$$

De plus, en posant :

$$P_{ext} = \frac{1}{2} \frac{V_0^2}{Z_{ext}} \quad \text{et} \quad P_{totale} = \frac{1}{2} \frac{V_0^2}{R_L} \quad (2.46)$$

Où, Z_{ext} est la charge externe vue par la cavité (c'est-à-dire le coupleur plus les lignes de transmission) et R_L la charge totale du système, on peut en déduire la relation qui lie ces impédances.

$$\frac{1}{R_L} = \frac{1}{R} + \frac{1}{Z_{ext}} \quad (2.47)$$

Enfin, il est intéressant de remarquer que :

$$Q_0 P_{cav} = Q_{ext} P_{ext} = Q_L P_{totale} \quad (2.48)$$

Ce qui nous conduit, en utilisant 2.46 et 2.40 aux relations entre les rapports « impédance sur couplage » :

$$\frac{R}{Q_0} = \frac{Z_{ext}}{Q_{ext}} = \frac{R_L}{Q_L} = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (2.49)$$

Remarquons maintenant que le rapport $\frac{R}{Q_0}$ (ou $\frac{R_L}{Q_L}$) ne dépend que de L et C . Autrement dit, il est indépendant de la résistance de surface, et caractérise donc la géométrie de la cavité. Il est possible de relier ce rapport, qui découle d'une analyse « électrique » de la cavité (modélisation comme un circuit RLC), au rapport (r/Q) défini d'un point de vue « énergétique », en utilisant la relation 2.39.

$$\left(\frac{r}{Q} \right) = \frac{V_{cav}^2}{2\omega_0 \frac{1}{2} C V_{cav}^2} = \frac{1}{\omega_0 C} \quad (2.50)$$

Ce qui, avec 2.42, conduit à la simple égalité :

$$\left(\frac{r}{Q} \right) = \frac{R}{Q_0} \quad (2.51)$$

Maintenant que les relations de couplages sont établies, ainsi que le lien entre les grandeurs qui caractérisent une cavité, comme son Q_0 ou le (r/Q) , avec les paramètres R , L et C du modèle électrique, il est intéressant de se pencher sur les comportements des sources de courant. Ces deux sources caractérisent, d'une part le générateur RF et, d'autre part le faisceau de particules accéléré.

La source Hyperfréquence, un générateur de courant

Dans cette partie on s'attardera sur la modélisation du générateur RF et on explicitera comment la cavité perçoit I_g , le courant produit par le générateur.

On se place tout d'abord du côté du générateur, ou plus précisément du point de vue de la ligne de transmission, entre le circulateur et le coupleur de puissance (décrit par la Figure 2.8).

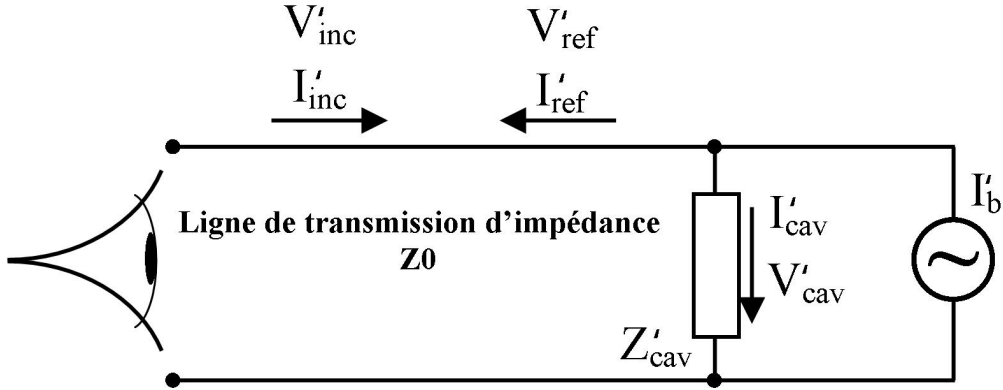


FIGURE 2.8 – Schéma équivalent en se plaçant du point de vue de la ligne de transmission RF, avant le coupleur de puissance et après le circulateur.

Les grandeurs notées d'une apostrophe, « ' », indiquent qu'on se place du côté des guides d'onde. De ce point de vue, une partie du signal incident venant du générateur (V'_{inc}) pénètre dans la cavité, tandis qu'une autre partie du signal est réfléchie (V'_{ref}) en direction du circulateur. Dans ce cas, la tension et le courant cavité (V'_{cav}, I'_{cav}) peuvent donc être exprimés en fonction des signaux transmis, réfléchis et du courant faisceau (I'_b).

$$V'_{cav} = V'_{inc} + V'_{ref} \quad (2.52)$$

et,

$$I'_{cav} = I'_{inc} + I'_{ref} + I'_b \quad (2.53)$$

En remarquant que $V'_{inc} = Z_0 I'_{inc}$ et que $V'_{ref} = -Z_0 I'_{ref}$, puis en éliminant V'_{ref} dans 2.52 grâce   2.53 on obtient l'expression suivante :

$$I'_{cav} = \frac{V'_{inc}}{Z_0} - \frac{V'_{cav} - V'_{inc}}{Z_0} + I'_b \quad (2.54)$$

Par application de la loi d'Ohm, il est alors possible d'exprimer la tension cavité en fonction du courant incident et du courant faisceau :

$$V'_{cav} = \frac{Z'_{cav} Z_0}{Z_0 + Z'_{cav}} (2I'_{inc} + I'_b) \quad (2.55)$$

Nous avons donc la relation qui lie les courants à la tension cavité du point de vue des

guides d'onde. Mais, dans la réalité, on est intéressé par les valeurs au sein de la cavité (ce qui est vraiment ressenti par le faisceau). On souhaite donc maintenant se placer du point de vue de la cavité. Pour cela, on rappelle qu'avec les relations de passage pour un transformateur parfait, on a :

$$\begin{array}{ccc} \text{Côté guide d'onde} & & \text{Côté cavité} \\ V' & \longrightarrow & V = NV' \\ I' & \longrightarrow & I = \frac{I'}{N} \end{array}$$

De ces lois de transformations on peut en déduire les relations d'impédances de la cavité et de la ligne de transmission :

$$Z'_{cav} = \frac{Z_{cav}}{N^2} \quad (2.56)$$

$$Z_{ext} = Z_0 N^2 \quad (2.57)$$

En appliquant maintenant ces lois de transformation, en utilisant 2.56 et en remarquant que le courant transmis I'_{inc} n'est autre que le courant générateur I_g , et que $I'_b = I_b$ (car le couplage est direct, il n'y a pas d'élément intermédiaire entre le faisceau et la cavité), on peut écrire l'expression de la tension V_{cav} :

$$V_{cav} = \frac{N^2 Z_{cav} Z_0}{N^2 Z_0 + Z_{cav}} (2I_g + I_b) \quad (2.58)$$

Reprenons maintenant le même raisonnement mais en se plaçant directement du point de vue de la cavité. Le schéma équivalent de cette situation est donné par la Figure 2.9, où le faisceau est toujours vu comme la même source de courant, tandis que la ligne RF et le coupleur sont vus comme une charge globale d'impédance Z_{ext} . Le courant générateur perçu par la cavité est noté I_{RF} . Ici, c'est en fait la relation entre I_g et I_{RF} que l'on cherche à établir.

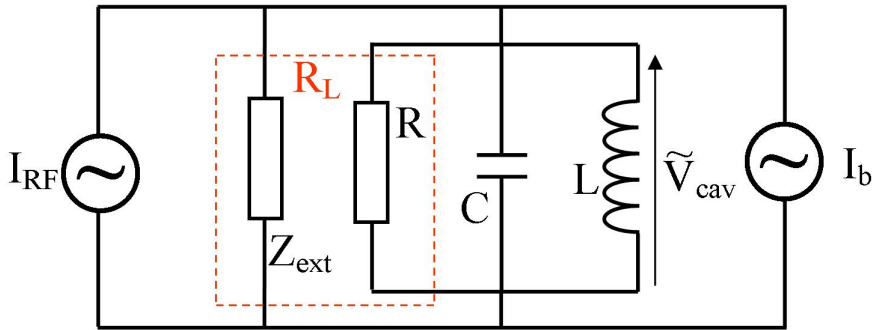


FIGURE 2.9 – Schéma équivalent en se plaçant du point de vue de la cavité.

Au regard du schéma de la Figure 2.9, la tension cavité peut alors s'exprimer directement comme :

$$V_{cav} = \frac{Z_{cav}Z_{ext}}{Z_{cav} + Z_{ext}} (I_{RF} + I_b) \quad (2.59)$$

Avec 2.57, cette relation devient :

$$V_{cav} = \frac{N^2 Z_{cav} Z_0}{N^2 Z_0 + Z_{cav}} (I_{RF} + I_b) \quad (2.60)$$

Enfin, par identification entre 2.58 et 2.60, on en déduit que le courant perçu par la cavité est égal au double du courant délivré par le générateur.

$$I_{RF} = 2 I_g \quad (2.61)$$

Le faisceau, un autre générateur de courant

Dans ce modèle équivalent *RLC*, le faisceau est représenté comme une source de courant alternatif, cependant, à l'origine, il a plutôt une structure « hachée ». Cette structure peut être décomposée dans le temps, comme une succession de « bunchs » gaussiens, d'écarts types σ_t et espacés d'une période T (cf. Figure 2.10).

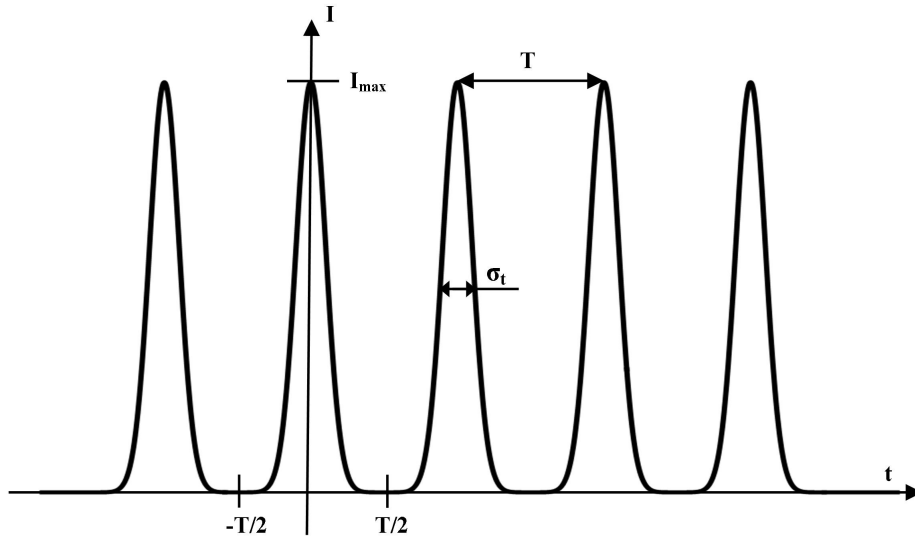


FIGURE 2.10 – Structure temporelle du courant faisceau composé d'une succession de « bunchs » gaussiens

Le courant délivré par un seul « bunch » de charge totale q s'exprime donc de la façon suivante :

$$I(t) = \frac{q}{\sqrt{2\pi}\sigma_t} e^{-\frac{t^2}{2\sigma_t^2}} = I_{max} e^{-\frac{t^2}{2\sigma_t^2}} \quad (2.62)$$

Afin d'identifier les harmoniques de cette fonction périodique, regardons sa décomposition en série de Fourier sur l'intervalle $[-T/2; T/2]$. En notant Ω la pulsation de passage des

paquets de particules dans la cavité et en remarquant que $I(t)$ est une fonction paire, on peut donc écrire :

$$I(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{+\infty} a_n \cos(n\Omega t) + b_n \sin(n\Omega t) \quad (2.63)$$

Avec,

$$\begin{cases} \Omega = (2\pi/T) \\ a_0 = (2q/T) \\ a_n = (2q/T) e^{-\frac{(n\Omega\sigma_t)^2}{2}} \\ b_n = 0 \end{cases} \quad (2.64)$$

Les valeurs des coefficients de Fourier résultent, entre autres, du calcul de l'intégrale de Gauss ; une méthode de résolution est proposée dans l'Annexe A. Le courant du faisceau, sur une période T , est défini comme :

$$I_{b0} = \frac{q}{T} \quad (2.65)$$

Ce qui conduit à écrire les coefficients pairs de la série de Fourier comme :

$$a_n = 2 I_{b0} e^{-\frac{(n\Omega\sigma_t)^2}{2}} \quad (2.66)$$

De façon générale, pour les paquets de particules où la dispersion en énergie est faible, $\sigma_t \ll T$; ce qui est le cas pour les cavités de la ligne supraconductrice de l'accélérateur à protons pour MYRRHA.

Dans le cas de l'accélérateur de MYRRHA le taux de répétition sera de 352,2 MHz (ou 176,1 MHz), soit $T \approx 2,8$ ns (soit $T \approx 5,6$ ns), tandis que $\sigma_t \approx 10$ ps.

Par conséquent, pour des valeurs de n telles que $n \ll \frac{T}{\sigma_t}$ nous avons :

$$a_n(\Omega) \approx 2 I_{b0} \quad (2.67)$$

Enfin, comme on le verra par la suite, les cavités accélératrices ont une bande passante très étroite. Autrement dit, du point de vue de la cavité, seul l'harmonique du faisceau qui correspond à sa pulsation de résonance² $\omega_0 = n\Omega$ est perçu. Finalement, le faisceau est bien vu comme un générateur de courant alternatif où :

$$I_b(t) = 2 I_{b0} \cos(\omega_0 t) \quad (2.68)$$

2. Selon le type de cavité et leur position dans un accélérateur, la fréquence de résonance d'une cavité peut être supérieure au taux de répétition du faisceau. Dans ce cas, cette pulsation de résonance est choisie pour être un multiple entier du taux de répétition.

La cavité, un résonateur passe-bande

Maintenant que nous avons identifié le comportement des deux générateurs de courant, replaçons nous définitivement du côté de la cavité. Celle-ci est donc modélisée comme un circuit résonant RLC et son comportement en charge peut être explicité en utilisant tout d'abord la loi de Kirchoff (cf. Figure 2.9).

$$I_{RF} + I_b = 2I_g + I_b = I = I_C + I_{R_L} + I_L \quad (2.69)$$

De cette expression on en déduit l'équation différentielle qui relie courants et tensions dans le circuit RLC :

$$\frac{dI(t)}{dt} = C \frac{d^2 V_{cav}(t)}{dt^2} + \frac{1}{R_L} \frac{dV_{cav}(t)}{dt} + \frac{1}{L} V_{cav}(t) \quad (2.70)$$

Afin de résoudre cette équation, on considère le courant sous sa forme complexe $\tilde{I}(t) = I_0 e^{j\omega t}$. Une solution pour la tension cavité sera donc de la forme $\widetilde{V_{cav}}(t) = V_{cav} e^{j(\omega t + \psi)}$, où ψ est le déphasage, induit par le système RLC, entre la consigne de courant et la réponse en tension V_{cav} . Après résolution, cette tension s'exprime alors en fonction du courant comme :

$$\widetilde{V_{cav}} = \frac{R_L}{1 + jR_L(\omega C - \frac{1}{\omega L})} \tilde{I} \quad (2.71)$$

En utilisant les relations 2.42 et 2.49, l'égalité précédente s'exprime en fonction du facteur de qualité en charge, Q_L , de la cavité et de sa pulsation de résonance comme :

$$\widetilde{V_{cav}} = \frac{R_L}{1 - jQ_L(\frac{\omega_0}{\omega} - \frac{\omega}{\omega_0})} \tilde{I} \quad (2.72)$$

Et le déphasage ψ entre la tension et le courant s'exprime donc comme :

$$\psi = \text{Arg}(\widetilde{V_{cav}}) \iff \tan(\psi) = Q_L(\frac{\omega_0}{\omega} - \frac{\omega}{\omega_0}) \quad (2.73)$$

Dans le cas où la pulsation du générateur, ω , est très proche de la pulsation propre de résonance de la cavité, ω_0 , nous avons : $\omega_0 \approx \omega$ et $\Delta\omega = \omega_0 - \omega$. Ce qui conduit vers :

$$\begin{aligned} \tan(\psi) &= Q_L \left(\frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega\omega_0} \right) \\ \Rightarrow \tan(\psi) &\approx Q_L \left(\frac{2\omega\Delta\omega}{\omega^2} \right) \\ \Rightarrow \tan(\psi) &\approx 2Q_L \frac{\Delta\omega}{\omega} = 2Q_L \frac{\Delta f}{f} \end{aligned} \quad (2.74)$$

Par conséquent, l'amplitude de la tension cavité (cf. Figure 2.11) peut s'écrire comme :

$$V_{cav}(\omega) = \frac{R_L}{\sqrt{1 + (\tan(\psi))^2}} I_0 \quad (2.75)$$

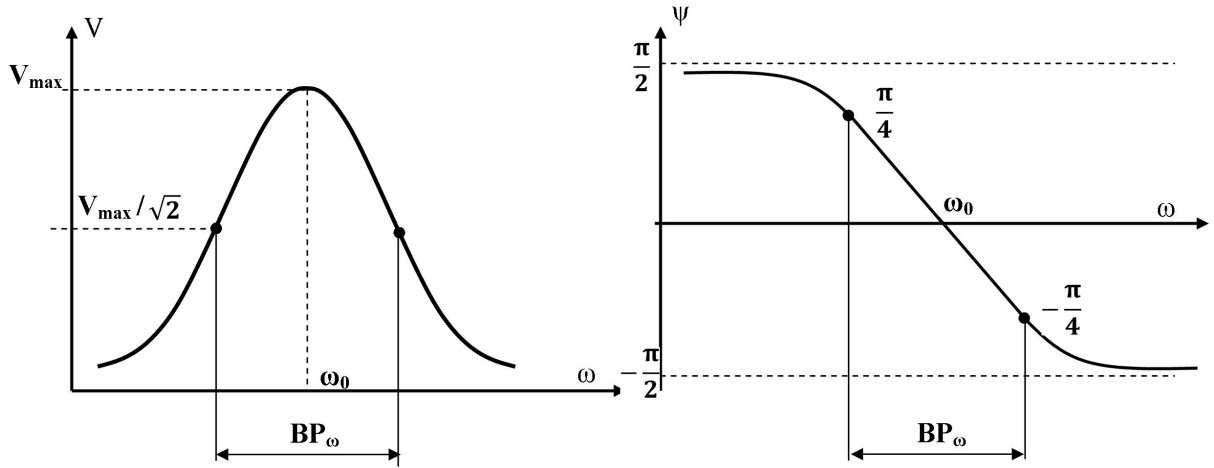


FIGURE 2.11 – Diagramme de Bode de la cavité

La bande passante est définie comme la bande de fréquence où la puissance dans la cavité chute de moitié (-3 dB), c'est-à-dire lorsque la tension cavité diminue d'un facteur $1/\sqrt{2}$. Et la condition pour ψ s'écrit alors (cf. Figure 2.11) :

$$V(\omega) = \frac{V_{max}}{\sqrt{2}} \Leftrightarrow |\tan(\psi)| = 1 \Leftrightarrow \psi = \pm \frac{\pi}{4} \quad (2.76)$$

Puis, avec 2.74, on constate finalement que la bande passante de la cavité dépend de sa fréquence de résonance et de son couplage en charge :

$$BP_{\omega} \approx \frac{\omega_0}{Q_L} \Leftrightarrow BP_f \approx \frac{f_0}{Q_L} \quad (2.77)$$

2.1.4 Notion de couplage

Cavité dans une configuration de test

Dans cette partie, on souhaite approfondir les notions de couplage introduites précédemment, et ceci, afin de bien identifier les grandeurs mises en jeu dans le cas particulier d'un test de cavité (sans faisceau).

Lors d'une mesure HF de cavité, on utilise deux antennes distinctes (illustré par la Figure 2.5) :

- La première, l'antenne incidente permet d'amener la puissance RF dans le résonateur en provenance du générateur, P_i ; c'est aussi par celle-ci qu'une partie de la puissance est réfléchie, P_r , vers le circulateur.
- La seconde permet de prélever un échantillon de la puissance stockée dans la cavité pour notamment en déduire la valeur du champ accélérateur ; cette puissance ainsi prélevée

est appelée puissance transmise P_t .

Par conséquent la charge externe, Z_{ext} , vue par la cavité est la somme de deux charges en parallèle qui correspondent à la ligne incidente Z_i et à la ligne du transmis Z_t :

$$\frac{1}{Z_{ext}} = \frac{1}{Z_i} + \frac{1}{Z_t} \iff \frac{1}{Q_{ext}} = \frac{1}{Q_i} + \frac{1}{Q_t} \quad (2.78)$$

Et, pour les deux antennes, il est d'usage de définir les coefficients de couplage, β_i et β_t , comme :

$$\beta_i = \frac{Q_0}{Q_i} \quad \text{et} \quad \beta_t = \frac{Q_0}{Q_t} \quad (2.79)$$

Par conséquent le couplage en charge dans la cavité s'écrit comme :

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_i} + \frac{1}{Q_t} = \frac{1}{Q_0} (1 + \beta_i + \beta_t) \quad (2.80)$$

Ainsi, déterminer le facteur de qualité, Q_0 , d'une cavité revient à mesurer les différents couplages. Ceux-ci sont obtenus par la mesure des différentes puissances mises en jeux lors d'un test.

Bilan de Puissance

Puissances et couplages sont liés (cf. équation 2.48), ainsi, faire un bilan de ces puissances aide à déterminer les valeurs des couplages.

Pour cela, explicitons les quatre puissances intervenant dans le bilan en fonction de la tension cavité V_{cav} : la puissance délivrée par le générateur, ou puissance incidente ($P_g = P_i$), la puissance réfléchie P_r , la puissance stockée dans la cavité P_{cav} et la puissance transmise P_t . Dans une telle configuration de test, il n'y a pas de faisceau, donc $I_b = 0$, et la puissance P_b n'intervient donc pas dans le bilan³.

– En appliquant la loi d'Ohm, puis avec 2.49 et 2.51, P_i s'écrit comme :

$$P_i = \frac{Z_i |I_g|^2}{2} = \frac{(r/Q)Q_i}{8} \left| \tilde{I}_{RF} \right|^2 \quad (2.81)$$

L'étude se fait à la résonance de la cavité, c'est-à-dire pour $\psi = 0$. En conséquence, avec l'aide de 2.75, l'expression de la puissance devient :

$$P_i = \frac{Q_i}{8(r/Q)Q_L^2} V_{cav}^2 \quad (2.82)$$

3. Le cas général, dans une « configuration accélérateur », est traité dans le chapitre 5

- La puissance stockée dans la cavité s'exprime, avec sa définition 2.40, comme :

$$P_{cav} = \frac{1}{2(r/Q)Q_0} V_{cav}^2 \quad (2.83)$$

- Avec 2.48, 2.49 et 2.51, P_t s'exprime en fonction de P_{cav} ou de V_{cav} comme :

$$P_t = \frac{Q_0}{Q_t} P_{cav} = \frac{1}{2(r/Q)Q_t} V_{cav}^2 \quad (2.84)$$

- Enfin, la puissance réfléchie vérifie l'égalité suivante :

$$P_r = P_i - P_{cav} - P_t \quad (2.85)$$

D'où son expression :

$$P_r = \left(\frac{Q_i}{4Q_L^2} - \frac{1}{Q_0} - \frac{1}{Q_t} \right) \frac{V_{cav}^2}{2(r/Q)} = \left(\frac{Q_i}{4Q_L^2} + \frac{1}{Q_i} - \frac{1}{Q_L} \right) \frac{V_{cav}^2}{2(r/Q)} \quad (2.86)$$

Ainsi, on peut exprimer les rapports des puissances comme :

$$\begin{cases} \frac{P_r}{P_i} &= \left(2\frac{Q_L}{Q_i} - 1 \right)^2 \\ \frac{P_t}{P_i} &= 4\frac{Q_L^2}{Q_i Q_t} \\ \frac{P_{cav}}{P_i} &= 4\frac{Q_L^2}{Q_i Q_0} \end{cases} \quad (2.87)$$

Lors d'un test il est relativement aisé de mesurer P_i , P_r et P_t , donc, pour obtenir les couplages Q_i et Q_t il faut aussi évaluer Q_L .

Mesure du couplage en charge Q_L

Le couplage en charge d'une cavité est directement relié à sa fréquence de résonance et à sa bande passante. Cependant, dans certains cas (en particulier celui d'une cavité supraconductrice), Q_L est si élevé qu'il est très difficile de mesurer la bande passante par une méthode classique (par simple mesure du spectre fréquentiel).

Une méthode de mesure indirecte, par une analyse du comportement transitoire du système, permet cependant de déterminer Q_L . Intéressons-nous alors au cas où le générateur est brutalement coupé, où l'équation 2.70 devient :

$$0 = \frac{d^2 V_{cav}(t)}{dt^2} + \frac{\omega_0}{Q_L} \frac{dV_{cav}(t)}{dt} + \omega_0^2 V_{cav}(t) \quad (2.88)$$

On peut montrer que la solution de cette équation linéaire du second ordre est :

$$V_{cav}(t) = V_{cav0} e^{-t/\tau_{cav}} \cos \left(\frac{\omega_0}{2Q_L} (\sqrt{4Q_L^2 - 1}) t + \varphi \right) \quad (2.89)$$

où, φ est la phase du signal à $t = 0$, et τ_{cav} le temps de décroissance de l'enveloppe de la tension dans la cavité, que l'on peut mesurer, et qui s'exprime comme :

$$\tau_{cav} = \frac{2Q_L}{\omega_0} \iff Q_L = \frac{\omega_0 \tau_{cav}}{2} \quad (2.90)$$

Discussion de la notion de couplage critique

Connaissant la valeur du couplage Q_L , les couplage Q_i et Q_t se déduisent du système d'équations 2.87 :

$$Q_i = \frac{2 Q_L}{1 \pm \sqrt{P_r/P_i}} \quad (2.91)$$

$$Q_t = 4 Q_L \frac{P_i}{P_t} \frac{1 \pm \sqrt{P_r/P_i}}{2} \quad (2.92)$$

On remarque que, pour chacun de ces facteurs , il existe deux solutions qui dépendent du couplage incident sur la cavité. Le signe « + » est utilisé lorsque la cavité est dite **sur-couplée**, tandis que le signe « - » correspond au cas où la cavité est dite **sous-couplée**. Pour expliquer cela intéressons nous au cas frontière ou la cavité n'est ni sur-couplée, ni sous-couplée.

Généralement, lors d'une mesure, le point délicat est de déterminer dans quel cas de figure on se trouve. Pour cela, intéressons-nous au point frontière entre sous-couplage et sur-couplage, appelé **couplage critique**, où la puissance réfléchie est nulle lorsque le système alimenté a atteint son équilibre (cavité chargée, $P_r^{chargée} = 0$). D'après 2.87, la relation entre P_r et P_i s'écrit :

$$P_r^{chargée} = P_i \left(2 \frac{Q_L}{Q_i} - 1 \right)^2 = P_i \left(\frac{\beta_i - \beta_t - 1}{\beta_i + \beta_t + 1} \right)^2 \quad (2.93)$$

Le couplage critique est donc atteint lorsque :

$$\beta_i^{crit} = 1 + \beta_t \quad (2.94)$$

Puis si la source RF est brutalement coupée, la cavité se décharge et avec 2.48, 2.79 et 2.80, on en déduit l'expression de la puissance réfléchie dans ce cas de figure :

$$P_r^{décharge} = \beta_i P_{cav} = P_i^{chargée} \frac{4\beta_i^2}{(\beta_i + \beta_t + 1)^2} \quad (2.95)$$

Donc, si le couplage est critique, cette puissance réfléchie sera exactement égale à la puissance incidente juste avant le début de la décharge $P_r^{décharge} = P_i^{chargée}$.

La cavité est dite **sur-couplée** lorsque $P_r^{décharge} > P_i^{chargée}$, c'est-à-dire pour $\beta_i > \beta_i^{crit}$, soit $Q_i < 2Q_L$ (ce qui correspond au cas où l'on prend les signes « + » dans les formules 2.91 et 2.92).

Par opposition la cavité est dite **sous-couplée** lorsque $P_r^{décharge} < P_i^{chargée}$, c'est-à-dire pour $\beta_i < \beta_i^{crit}$, soit $Q_i > 2Q_L$ (ce qui correspond au cas où l'on prend les signes « - » dans les formules 2.91 et 2.92).

Afin d'illustrer ceci, en Figure 2.12, on a représenté la réponse impulsionnelle d'une cavité en se basant sur la résolution de l'équation 2.70 et un bilan de puissance dans le domaine transitoire. Sur cette figure, les puissances réfléchie et transmise sont représentées dans les trois cas de couplage (critique, sur-couplé, sous-couplé). On met ici en évidence une méthode, pour déterminer le type de couplage de la cavité, qui consiste à regarder l'allure de P_r lors des charge et décharge de la cavité. Une autre méthode serait d'utiliser l'abaque de Smith en réflexion avec un analyseur de réseau.

Mesure de $Q_0(E_{acc})$

Tester une cavité revient à mesurer son facteur de qualité Q_0 à différents points de fonctionnement (différents E_{acc}) et pour cela on souhaite le faire avec un maximum de précision possible. On peut montrer que les erreurs de mesure sont minimisées lorsque le couplage est critique sur le port incident de la cavité [54].

Dans ce but, le choix de la forme (en particulier de la longueur) de l'antenne sur le port incident est établi pour être le plus proche possible du couplage critique ; on reviendra sur la méthode pour déterminer sa longueur dans le chapitre 4.

Généralement, le couplage Q_t est, lui, choisi de façon à ce qu'on ne prélève qu'une très petite partie du signal dans la cavité, il est donc choisi très grand par rapport au Q_0 ($\beta_t \ll 1$). Par conséquent, on considère le plus souvent, dans ce type de mesures en « couplage critique », que l'on souhaite se rapprocher du cas :

$$\beta_i^{crit} \approx 1 \quad (2.96)$$

C'est à dire qu'on se place dans le cas :

$$Q_i \approx 2Q_L \approx Q_0 \quad (2.97)$$

Une fois que Q_i et Q_t ont été choisis puis re-mesurés en début d'expérience en se basant sur la méthode précédemment décrite, il est alors possible de mesurer le Q_0 .

La procédure de test consiste ensuite à augmenter progressivement la puissance du générateur, et par conséquent l'énergie stockée dans la cavité. A chaque palier de P_i , on peut, par un bilan sur les puissances mesurées (P_i , P_r , P_t) (cf. équation 2.85), déduire P_{cav} , puis avec 2.48, on obtient la valeur du facteur de qualité :

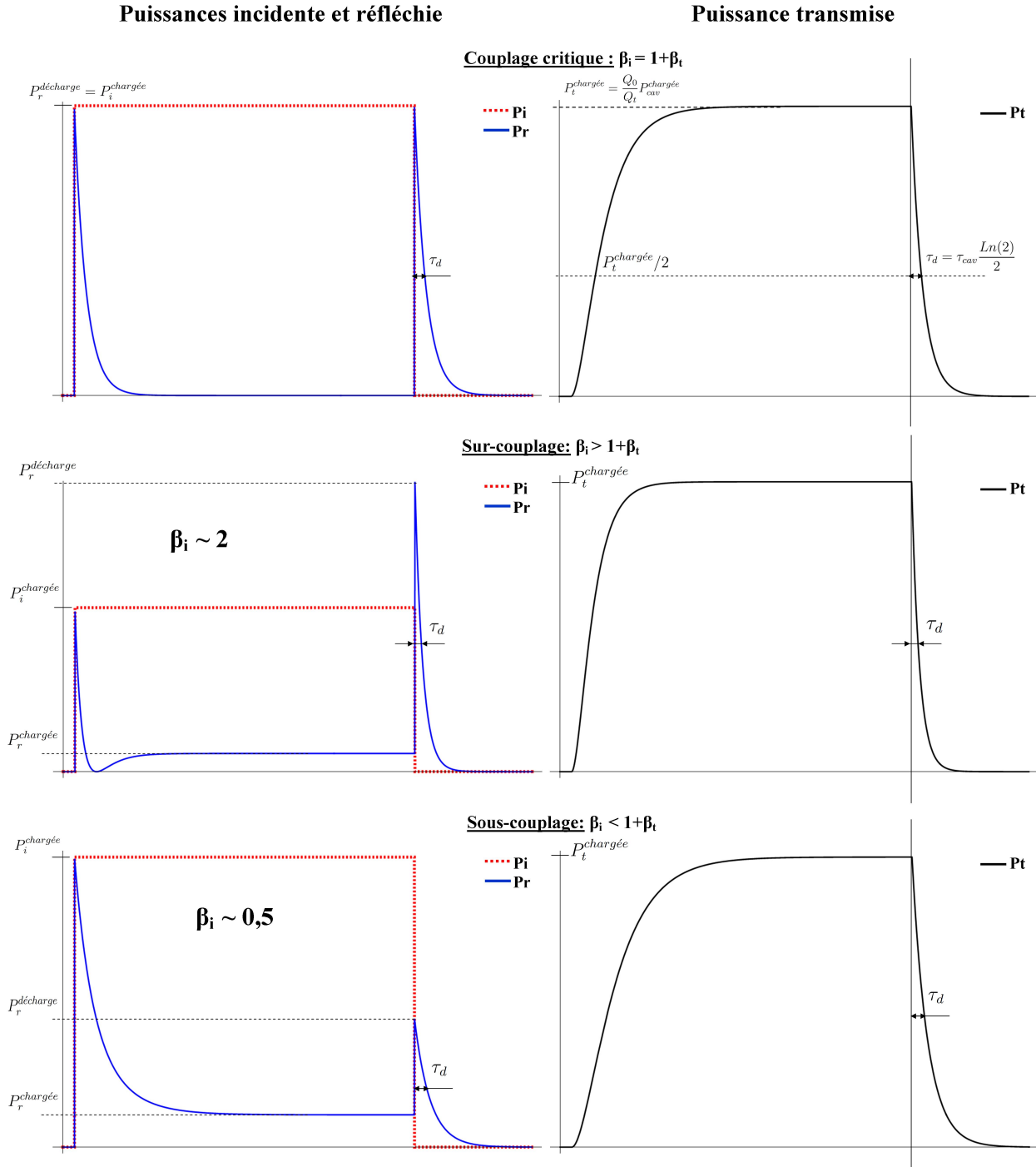


FIGURE 2.12 – Réponse impulsionnelle d'une cavité dans les trois gammes de couplages

$$Q_0 = \frac{Q_t P_t}{P_{cav}} \quad (2.98)$$

Enfin, avec 2.40, le champ accélérateur associé au facteur de qualité s'écrit :

$$E_{acc} = \frac{\sqrt{2(r/Q)}}{L_{acc}} \sqrt{Q_0 P_{cav}} = \frac{\sqrt{2(r/Q)}}{L_{acc}} \sqrt{Q_t P_t} \quad (2.99)$$

Connaître l'évolution du facteur de qualité en fonction de la puissance qui est injectée dans la cavité, et donc du champ accélérateur, est primordial dans la conception d'une ligne accélératrice RF, car il faut s'assurer que les cavités sont de performances acceptables autour du point de fonctionnement souhaité.

De plus, une telle étude expérimentale permet de déterminer le point de « rupture RF » d'une cavité, c'est-à-dire la valeur maximale du gradient accélérateur qu'elle peut fournir. Dans le cas des cavités supraconductrices, cette limite est caractérisée par le phénomène de « quench » qui traduit la perte de l'état supraconducteur du matériau. Les causes et raisons qui engendrent un « quench » d'une cavité sont généralement liées soit à des phénomènes thermiques, soit à des phénomènes magnétiques. Depuis maintenant un siècle et la découverte du phénomène de supraconductivité, on dispose de nombreuses notions théoriques qui permettent de comprendre et d'anticiper la dégradation de l'état supraconducteur d'un matériau soumis à un champ RF.

2.2 Phénomène de supraconductivité

La découverte du phénomène de supraconductivité est relativement jeune puisqu'il a été mis en évidence pour la première fois au début du XXème siècle par K. Onnes. Cet  tat de la matière présente de nombreux avantages et de plus en plus d'applications y trouvent un intérêt, ce qui est notamment le cas des cavités accélératrices.

Afin de le comprendre, on a donc souhaité synthétiser, dans cette partie, les propriétés fondamentales qui caractérisent l'état d'un supraconducteur. On reviendra donc sur les différentes théories qui ont permis d'expliquer ce phénomène, et d'en comprendre les limites dans son application au confinement de champ électromagnétique RF pour l'accélération de particules.

2.2.1 Approche phénoménologique

Disparition de l'état résistif

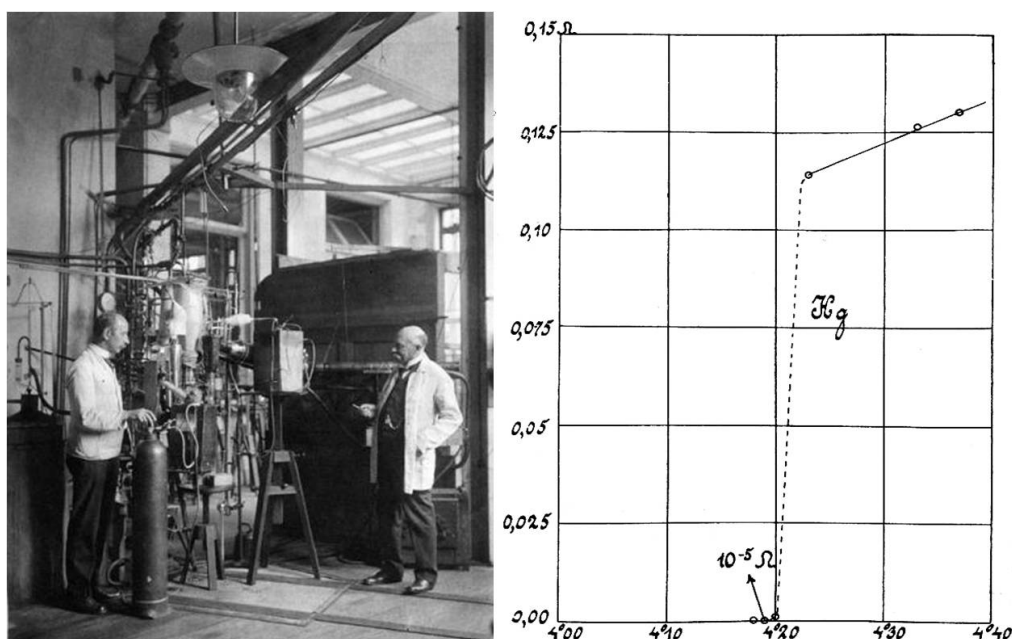


FIGURE 2.13 – A gauche : H.K. Onnes (  droite) et G.J. Flim (  gauche), chef du laboratoire de cryogénie, devant le liquéfacteur d'hélium à l'universit  de Leyde en 1908. A droite : mesures effectuées par K. Onnes et G. Hosts de l'évolution de la résistance en Ohms d'un échantillon de mercure en fonction de la température, en Kelvin. [55]

En 1911, alors qu'il menait des recherches sur l'état de la matière à très basse température, K. Onnes constate que la résistivité d'un échantillon de mercure chute brusquement lorsqu'il est porté aux alentours de la température de l'hélium liquide, 4,2 K (cf. Figure 2.13). Il met ainsi en évidence qu'en dessous d'une certaine température, appelée température critique T_c , la résistivité ρ devient tellement faible qu'elle ne semble plus mesurable. Ce n'est que plus tard, en maintenant un courant persistant dans une boucle faite de matériau supraconducteur,

qu'il a été établi que la limite la plus haute de la résistivité d'un supraconducteur ρ_s , s'exprime en fonction de sa résistivité dans son état normal ρ_n tel que [56] :

$$\rho_s < 10^{-12} \rho_n \quad (2.100)$$

Il est maintenant considéré que cette résistivité est strictement nulle pour un courant continu, cependant, pour un courant alternatif il a été montré que cette résistance devient très faible mais ne s'annule pas. Cette propriété, cruciale dans le fonctionnement des cavités RF, sera approfondie dans les pages suivantes.

Effet Meissner et les trois grandeurs critiques

Après cette première « trouvaille » il a fallu une vingtaine d'années pour que W. Meissner et R. Oschenfeld fassent la découverte, en 1933, de l'étonnante capacité des supraconducteurs à expulser un flux magnétique constant.

Ce comportement diamagnétique parfait s'explique par le fait que lors de la transition dans l'état supraconducteur, des courants de surface sont créés et jouent le rôle d'écran (Hypothèse de London) pour le champ magnétique qui devient nul à l'intérieur du supraconducteur. Cet effet, nommé « Effet Meissner », est à l'origine de l'expérience de l'aimant flottant qui, déposé sur un supraconducteur porté en dessous de sa température critique, se met à léviter. Et ceci, jusqu'à ce que le supraconducteur se réchauffe (cf. Figure 2.14).

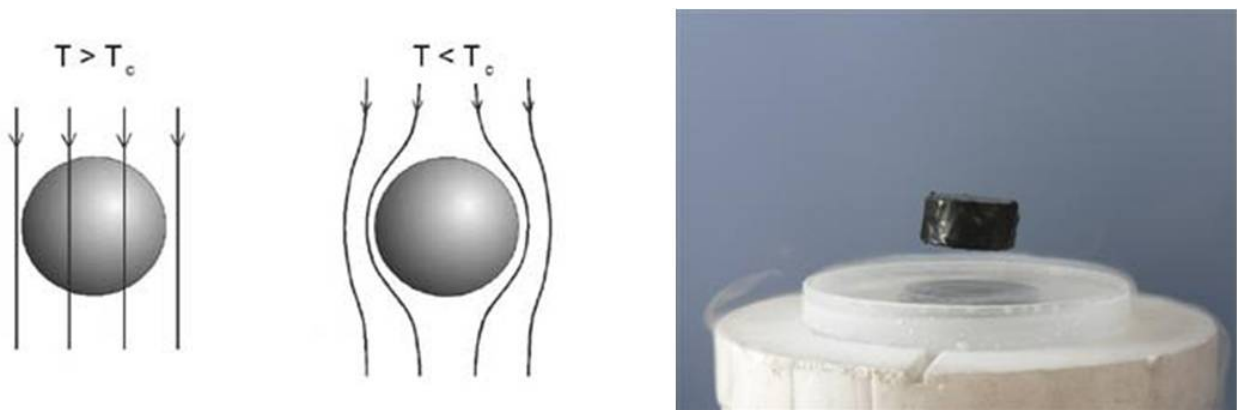


FIGURE 2.14 – Effet Meissner.

La température critique des matériaux identifiés comme supraconducteurs est en général très faible ($\lesssim 25$ K). Ceci explique notamment que ce phénomène qui est loin d'être rare (de nombreux éléments simples, métalliques et organiques sont supraconducteurs), n'ait été réellement étudié que tardivement. L'inconvénient des très basses températures à atteindre, a été partiellement repoussé à partir de 1986 avec la découverte de matériaux céramiques, à base d'oxyde de cuivre, dont les températures critiques sont aux alentours de 100 K. Ces matériaux « synthétiques » sont, cependant, de structure relativement fragile et la quête du matériau idéal, résistant, mécaniquement polyvalent et de température critique encore plus

proche de l'ambient, reste ouverte.

L'existence de l'état supraconducteur n'est pas seulement conditionnée par la température. En effet, pour une température donnée $T < T_c$, il existe une valeur du champ magnétique appliqué au-dessus de laquelle le matériau redevient normal : c'est le champ magnétique critique H_c . De plus, le champ magnétique induit des courants à la surface du supraconducteur et s'il existe un H_c , il existe aussi une densité de courant critique J_c directement reliée à la notion de champ critique.

En conséquence, l'état supraconducteur ne peut subsister que dans un domaine limité par trois grandeurs critiques : température, champ magnétique, et densité de courant critiques. Si les trois grandeurs T , H et J auxquelles est soumis le matériau sont inférieures aux grandeurs critiques, celui-ci est dans l'état supraconducteur, non résistif et diamagnétique (cf. Figure 2.15). Si l'une des grandeurs dépasse la valeur critique, il est dans l'état normal (non supraconducteur), résistif et amagnétique.

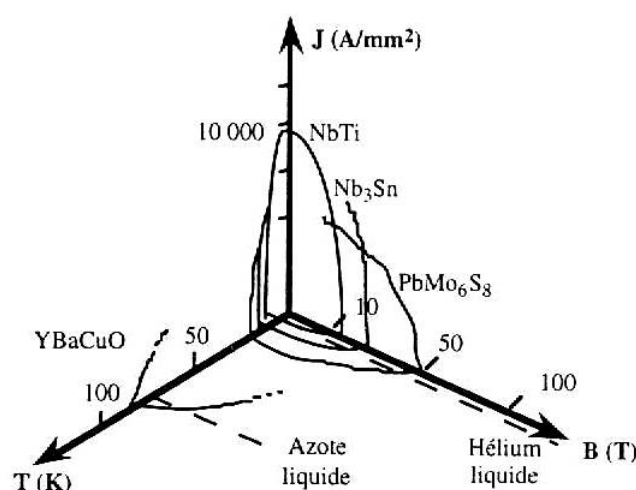


FIGURE 2.15 – Surface critique de quelques supraconducteurs [57].

Les deux types de supraconducteurs

En réalité on recense deux types de supraconducteurs : types I et II. Cette différence s'explique par leurs comportements en présence d'un champ magnétique extérieur.

Les supraconducteurs de type I se comportent comme des éléments diamagnétiques parfaits en dessous de leur température critique T_c et de leur champ critique H_c . Un supraconducteur (SC) de type I, soumis à un champ magnétique externe H , verra une induction magnétique nulle en son sein tant que $H < H_c$. Si le champ augmente et atteint cette valeur critique, il passe dans l'état normal. Il est intéressant de noter que la valeur du champ critique dépend de la température à laquelle est soumis le supraconducteur (cf. Figure 2.16). Cette

dépendance est bien décrite par la loi empirique 2.101. Ainsi, une fois l'état supraconducteur atteint, plus la température est basse, plus la limite du champ critique est repoussée.

$$H_c(T) = H_c(0 \text{ K}) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (2.101)$$

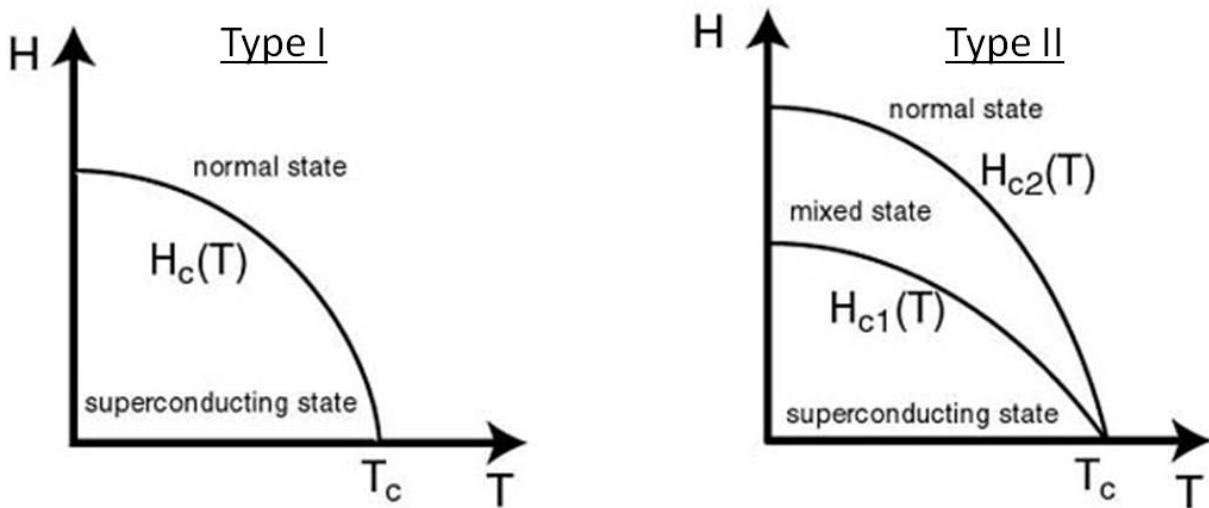


FIGURE 2.16 – Diagrammes de phases pour les deux types de supraconducteurs : évolution des champs magnétiques critiques en fonction de la température.

Un supraconducteur de type II, a lui, la particularité de posséder deux champs critiques communément notés H_{C1} et H_{C2} (cf. Figure 2.16) :

- Si $H < H_{C1}$; il se comporte comme un SC I, il est totalement imperméable au champ magnétique externe.
- Si $H_{C1} < H < H_{C2}$; lorsque le champ magnétique externe dépasse le premier champ critique H_{C1} , le supraconducteur rentre dans un « état mixte ». Une partie du flux magnétique pénètre dans le supraconducteur par le biais de « vortex ». Ces « vortex » (cf. Figure 2.17) se présentent sous la forme de tubes, parallèles à la direction de propagation du champ magnétique, traversant de part en part le matériau, et dans lesquels l'état normal de la matière est établi. Le champ qui pénètre dans ces tubes induit des courants d'écrantage, qui circulent autour des tubes et empêchent la propagation de l'induction magnétique vers les zones restées supraconductrices.
- Si $H > H_{C2}$; au fur et à mesure que le champ magnétique continue d'augmenter les vortex prennent de plus en plus de place, et lorsqu'il atteint H_{C2} la supraconductivité disparaît.

L'état supraconducteur se manifeste donc différemment selon la nature des matériaux. Les éléments simples (Al, Pb, W) seront plutôt de type I, sauf le niobium et le vanadium,

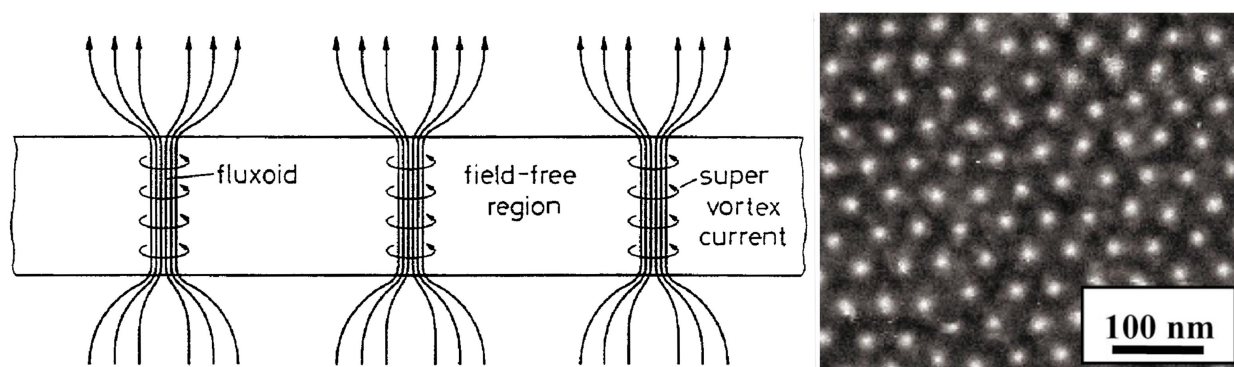


FIGURE 2.17 – A gauche : formation de vortex dans un supraconducteur de type II [58]. A droite : image d'un réseau de vortex dans un supraconducteur de type II [59].

tandis que les alliages métalliques sont plutôt de type II. Les supraconducteurs à haute température critique (>100 K) connus et fabriqués, sont de type II et se présentent sous la forme de céramiques d'oxyde de cuivre (ex : YBaCuO).

Les mécanismes qui régissent les comportements des supraconducteurs classiques sont, aujourd'hui, identifiés, notamment grâce à la « Théorie BCS », datant de 1957, basée sur les  tats quantiques de la matière. Au préalable, il avait pourtant fallu attendre vingt-trois années après la découverte de la supraconductivité, pour que les frères London en proposent les premières explications.

2.2.2 Théorie de London

La première tentative d'explication du phénomène de supraconductivité vient de F. et H. London. En 1934, ils proposèrent un raisonnement basé sur un modèle à deux fluides, en faisant l'hypothèse que la population totale d'électrons N , responsable du transport électrique, peut se décomposer comme la somme des électrons supraconducteurs n_s et des électrons normaux n_n . Cette hypothèse mène à considérer que la population totale d'électrons dépend des proportions d'électrons normaux et supraconducteurs qui évoluent selon la température, $N(T) = n_s(T) + n_n(T)$. A partir de ce postulat, et d'un calcul d'électrodynamique basé sur les équations de Maxwell, il est possible de mettre en évidence, les deux équations de London permettant de donner les premiers indices dans la compréhension de l'état supraconducteur.

Les deux équations de London

Ce modèle fait l'hypothèse que les électrons supraconducteurs se comportent « anormalement », et qu'en présence d'un champ électrique statique, ils sont les seuls responsables du transport du courant induit dans le matériau. En d'autres termes ils court-circuitent les électrons normaux. Ainsi l'équation du mouvement d'une population n_s d'électrons supraconducteurs, de masse m_e , de vitesse \vec{v}_s soumis à un champ électrique \vec{E} s'écrit :

$$m_e \frac{\partial \vec{v}_s}{\partial t} = -e \vec{E} \quad (2.102)$$

La densité de courant portée par ces électrons s'écrit :

$$\vec{J}_s = -n_s e \vec{v}_s \quad (2.103)$$

En remplaçant \vec{v}_s dans l'équation 2.102, on obtient la première équation de London :

$$\frac{\partial \vec{J}_s}{\partial t} = \frac{n_s e^2}{m_e} \vec{E} \quad (2.104)$$

On a toutefois observé que le phénomène de supraconductivité s'illustre surtout en présence d'un champ magnétique. Pour mettre cela en évidence, on considère l'équation de Maxwell-Ampère, qui relie le rotationnel du champ électrique aux variations temporelles de l'induction magnétique \vec{B} , que l'on applique à la première équation de London.

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\vec{rot}(\vec{J}_s) + \frac{n_s e^2}{m_e} \vec{B} \right) = 0 \quad (2.105)$$

Ensuite, en considérant toujours un champ électrique statique (courant de déplacement nul), l'équation de Maxwell-Ampère s'écrit :

$$\vec{rot}(\vec{B}) = \mu_0 \vec{J}_s \quad (2.106)$$

En remplaçant \vec{J}_s , dans l'équation 2.105, et sachant que $\vec{rot}(\vec{rot}(\vec{B})) = \vec{grad}(\vec{div}(\vec{B})) - \Delta \vec{B} = -\Delta \vec{B}$, car $\vec{div}(\vec{B}) = 0$, avec l'équation de Maxwell-Thomson, on aboutit à :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\Delta \vec{B} - \frac{e^2 n_s \mu_0}{m_e} \vec{B} \right) = 0 \quad (2.107)$$

Enfin, la deuxième équation de London fait l'hypothèse que le flux magnétique est homogène dans le supraconducteur, c'est-à-dire qu'elle s'écrit comme :

$$\Delta \vec{B} - \frac{\vec{B}}{\lambda_L^2} = 0 \quad (2.108)$$

Avec λ_L , la profondeur de pénétration du champ magnétique à l'intérieur du matériau :

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m_e}{e^2 n_s \mu_0}} \quad (2.109)$$

Interprétation de la seconde équation de London et Effet Meissner

Pour un conducteur normal, l'épaisseur de peau δ , c'est-à-dire la profondeur de pénétration d'une onde électromagnétique dans le matériau, dépend de sa conductivité σ_n , mais aussi de la pulsation ω de l'onde :

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \sigma_n \omega}} \quad (2.110)$$

Or, pour un supraconducteur, d'après la seconde équation de London, λ_L ne dépend pas de la fréquence de l'onde électromagnétique. Ceci explique qu'un supraconducteur se comporte comme un élément diamagnétique, et donc l'effet de lévitation découvert par Meissner. La longueur de pénétration de London ne dépend finalement que du nombre d'électrons supraconducteurs et par conséquent que de la température. Une loi empirique montre d'ailleurs que λ_L varie en fonction de la température comme :

$$\lambda_L(T) = \frac{\lambda_L(T=0)}{\sqrt{1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4}} \quad (2.111)$$

Ce résultat montre aussi les limites de la théorie de London car les $\lambda_L(T=0)$ mesurés sont toujours supérieurs aux longueurs calculées avec la formule 2.109 de London [60].

Interprétation de la première équation de London et résistance de surface

Revenons maintenant à la première équation de London 2.104. Si l'on considère que le supraconducteur est soumis à un champ électrique sinusoïdal de la forme $E = E_0 e^{i\omega t}$ on obtient :

$$\vec{J}_s(t) = -i\sigma_s \vec{E}(t) \quad (2.112)$$

Où σ_s représente la conductance des électrons supraconducteurs :

$$\sigma_s = \frac{n_s e^2}{m_e \omega} \quad (2.113)$$

Pour un conducteur normal, la conductance σ_n s'écrit :

$$\vec{J}_n(t) = \sigma_n \vec{E}(t) = \frac{n_n e^2 \ell}{m_e v_F} \vec{E}(t) \quad (2.114)$$

Où ℓ est le libre parcours moyen des électrons allant à la vitesse v_F , la vitesse de Fermi (cf. *Partie 2.2.4*).

D'après l'hypothèse du modèle à deux fluides, le courant total d'électrons dans un supraconducteur s'écrit $\vec{J} = \vec{J}_n + \vec{J}_s$ et la conductance totale σ d'un supraconducteur s'écrit telle que :

$$\vec{J}(t) = \sigma \vec{E}(t) = (\sigma_n + i\sigma_s) \vec{E}(t) \quad (2.115)$$

On cherche maintenant à établir la résistance de surface d'un supraconducteur lorsqu'on applique un champ électromagnétique de pulsation ω à son voisinage. La seconde équation de London nous dit que la composante du champ magnétique (H_z), parallèle à la surface, pénètre dans le métal et induit un champ électrique perpendiculaire (E_y), et par conséquent

une densité de courant (J_y) parallèle au champ électrique (cf. Figure 2.18).

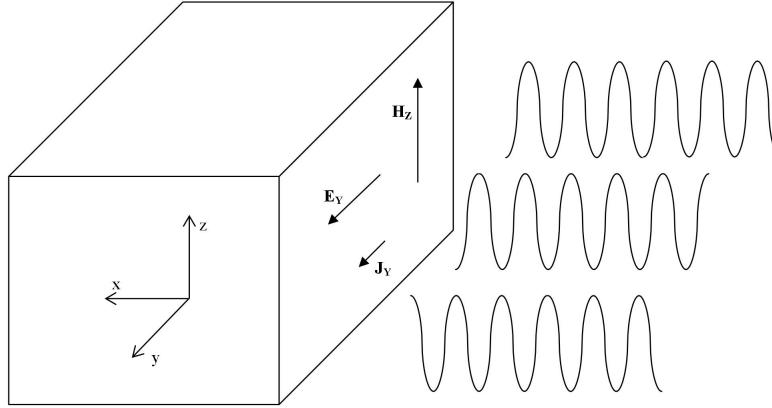


FIGURE 2.18 – Représentation des champs de surface pour un supraconducteur soumis à une onde électromagnétique.

On définit alors la résistance de surface comme :

$$R_s = Re \left(\frac{E_y(x=0)}{\int_0^\infty J_y(x) dx} \right) \quad (2.116)$$

La résolution de l'équation de propagation (issue des équations de Maxwell) avec un champ sinusoïdal $E = E_0 e^{i\omega t}$ dans un milieu de conductance σ :

$$\Delta E_y - \mu_0 \sigma \frac{\partial E_y}{\partial t} = 0 \quad (2.117)$$

montre que le champ s'atténue exponentiellement dans le supraconducteur et avec 2.115 on obtient l'expression de la résistance de surface :

$$R_s = Re \left(\frac{j\mu_0 \omega \lambda_{L0}}{\sqrt{\Psi + i\omega \frac{\ell}{v_F} (1 + \Psi)}} \right) \quad (2.118)$$

où λ_{L0} est l'épaisseur de peau du matériau s'il était complètement supraconducteur, et Ψ , le paramètre d'ordre supraconducteur, défini comme :

$$\lambda_{L0} = \sqrt{\frac{m_e}{Ne^2 \mu_0}} \quad (2.119)$$

$$\Psi = \frac{n_s}{N} \quad (2.120)$$

Lorsque la température du supraconducteur n'est pas trop proche de T_c , il est possible de considérer que les électrons supraconducteurs dominent la population totale N , autrement dit on a $\Psi \approx 1$. Sous cette condition la relation 2.118 se simplifie et on peut montrer que :

$$R_s = \frac{1}{2} \mu_0^2 \omega^2 \lambda_L^3 \sigma_n \quad (2.121)$$

Cette relation montre que la résistance de surface dépend quadratiquement de la fréquence de l'onde électromagnétique. On peut aussi remarquer que pour un champ magnétique constant, cette résistance de surface est nulle, ce qui est en accord avec les premières observations de K. Onnes lors de sa découverte du phénomène.

Cette formule, met aussi en évidence que la résistance de surface dépend de la conductance du matériau dans son état normal. Ainsi plus σ_n est grand, plus R_s sera grand, ce qui mène à constater que les métaux SC ont une résistance de surface plus élevée que d'autres supraconducteurs non-métalliques (vérifié expérimentalement).

Bien que la théorie de London donne une explication à l'effet Meissner et au phénomène de disparition de la résistivité, elle ne permet pas d'aborder complètement les notions de champs critiques ni d'élucider les mécanismes mis en jeu dans les SC II. De plus, l'expression de la résistance de surface connaît ses limites : elle est seulement valide pour des valeurs faibles du champ magnétique. En effet, sa dépendance linéaire au libre parcours moyen (dépendance linéaire en σ_n) n'est pas vérifiée expérimentalement, car comme on le verra par la suite, cette formulation ne tient pas forcément compte de la température et surtout de la pureté des matériaux.

2.2.3 Approche thermodynamique, théorie de Ginzburg-Landau

La théorie introduite en 1950 par V. Ginzburg et L. Landau, permet de décrire le comportement d'un supraconducteur dans une zone de champ magnétique élevé. Bien qu'elle fasse intervenir la mécanique quantique, elle est établie sur des postulats phénoménologiques et traite le problème d'un point de vue macroscopique tout comme la théorie de London.

L'approche est énergétique et part du constat que la transition entre l'état normal et l'état supraconducteur apparaît comme thermodynamiquement réversible. Il est donc possible d'appliquer à cette transition les équations de la Thermodynamique et notamment le second principe qui définit l'énergie libre F d'un système en fonction de son énergie interne U et de son entropie S comme :

$$F = U - T S \quad (2.122)$$

L'énergie libre d'un système dans son état supraconducteur (F_s) est plus faible que celle dans son état normal F_n , car son entropie est plus basse (plus la température est basse, moins le « désordre » est important). Lorsque le système supraconducteur est exposé à un champ magnétique, il existe une valeur H_c pour laquelle il y a transition dans l'état normal. Il est possible de montrer [56] que cet équilibre, à la transition, s'écrit, avec V_s le volume du supraconducteur, comme :

$$F_s = F_n - \frac{\mu_0 V_s H_c^2}{2} \quad (2.123)$$

Sur ce principe, Ginzburg et Landau (GL) menèrent une étude plus approfondie, en particulier sur l'évolution de l'entropie, et ils établirent la relation qui, lors du changement de

phase, donne l'évolution de F_s en fonction de T . En l'absence de champ magnétique, elle s'écrit de façon simplifiée comme :

$$F_s = F_n + \int dV \left[\alpha(T) |\Psi|^2 + \frac{\eta}{2} |\Psi|^4 \right] \quad (2.124)$$

Avec

$$\alpha(T) = \alpha_0 \frac{T - T_c}{T} \quad (2.125)$$

Où η et α_0 sont des grandeurs phénoménologiques strictement positives. Cette expression valable seulement autour de la transition, c'est-à-dire pour $T \approx T_c$ fait intervenir un paramètre complexe d'ordre supraconducteur, Ψ , qui caractérise la population d'électrons n_s . Il est nul dans l'état normal.

Dans le cas où $T > T_c$, d'après 2.124, $F_s > F_n$, ce qui va à l'encontre du second principe de la Thermodynamique, la phase supraconductrice ne peut donc pas exister.

Dans le cas contraire où $T < T_c$, il existe une valeur de Ψ pour laquelle l'énergie libre est minimale. On peut montrer [61] qu'un supraconducteur stable, aura toujours son énergie libre la plus faible possible, pour laquelle le paramètre d'ordre s'écrit :

$$\Psi_0(T) = \sqrt{\frac{|\alpha(T)|}{\eta}} \quad (2.126)$$

Et l'énergie libre proche de la transition s'écrit :

$$F_s = F_n + \frac{\alpha(T)^2}{2\eta} V_s \quad (2.127)$$

En partant de cette expression, on considère que l'on augmente le champ magnétique externe au supraconducteur jusqu'à atteindre le champ critique H_c . Sous cette condition, on peut combiner les deux expressions de l'énergie libre à la transition, 2.123 et 2.127, on obtient ainsi la dépendance en température du champ critique :

$$H_c(T) = \frac{\alpha_0}{\sqrt{\eta\mu_0}} \frac{T_c - T}{T_c} \quad (2.128)$$

Cette formule, qui découle de la théorie de GL, met en évidence qu'il existe bien un champ critique pour lequel la supraconductivité est brisée, et que sa valeur dépend bien de la température. D'ailleurs, autour de la température critique ($T \approx T_c$) sa valeur est en concordance avec la formule empirique 2.101 évoquée précédemment.

La théorie de Ginzburg-Landau introduit aussi trois paramètres qui permettent d'expliquer l'existence des deux types de supraconducteurs :

- L'épaisseur de peau, $\lambda(T)$, équivalente au λ_L de la théorie de London, c'est la longueur caractéristique de pénétration du champ magnétique dans le supraconducteur.
- La longueur de cohérence $\xi(T)$, longueur qui caractérise la distance dans le matériau, où la population d'électrons supraconducteurs varie (une zone intermédiaire entre partie

supraconductrice et partie normale).

- Le paramètre de Ginzburg-Landau κ est intéressant car il est indépendant de la température, il est défini comme le rapport :

$$\kappa = \frac{\lambda(T)}{\xi(T)} \quad (2.129)$$

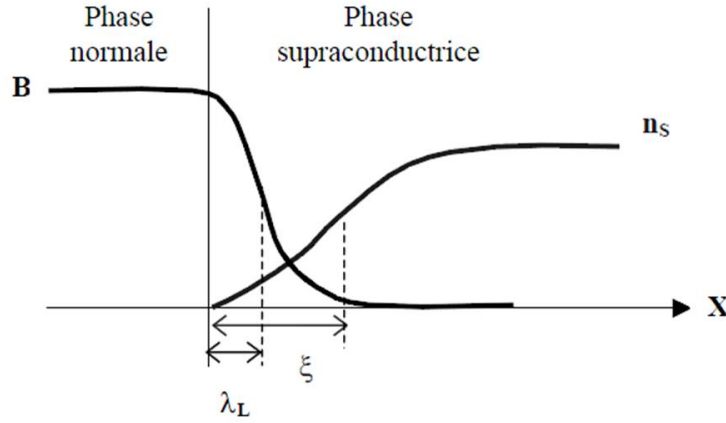


FIGURE 2.19 – Interface entre zone normale et zone supraconductrice [62].

Afin de distinguer les deux types de supraconducteurs il faut maintenant raisonner sur le changement de phase lorsque le champ magnétique atteint sa valeur critique. Le passage de l'état supraconducteur à l'état normal ne se fait pas de façon nette dans le matériau. Il existe une zone mixte, décrite par la Figure 2.19, où phase normale et phase supraconductrice « cohabitent ». Cette zone d'échange s'étend sur une certaine profondeur qui dépend des valeurs de λ et de ξ . Il est alors possible de définir une énergie d'échange E_{ech} entre phase normale et phase supraconductrice telle que $F_n - F_s = E_{ech}$.

Par un raisonnement énergétique on distingue deux comportements :

- Si $\kappa > 1/\sqrt{2}$, l'énergie d'échange dans la zone mixte est positive, ceci implique $F_s > F_n$, ce qui n'est pas possible. En conséquence l'état supraconducteur ne peut subsister et lorsque $H = H_c$, le système transite dans son état normal. C'est le cas des supraconducteur de type I.
- Si $\kappa < 1/\sqrt{2}$, l'énergie d'échange est négative, $F_s < F_n$, les deux  tats peuvent coexister. C'est le cas des supraconducteurs de type II. Ainsi lorsque $H = H_{C1}$, le flux magnétique pénètre dans la zone supraconductrice et des vortex apparaissent (cf. Figure 2.17). Ces vortex ont un rayon de l'ordre de ξ , car c'est sur cette distance que la densité d'électrons n_s diminue. Ils s'étendent dans le matériau sur une distance λ et le flux magnétique qui les traverse s'écrit comme $\Phi_0 = h/2e = 2,0710^{-15} \text{ T.m}^{-2}$. Enfin, plus le champ magnétique augmente, plus l'induction magnétique B dans le supraconducteur augmente (cf. Figure 2.20) et plus la distance entre les vortex diminue ($d \propto \sqrt{\Phi_0/B}$),

jusqu'à ce que le supraconducteur transite dans son état normal à H_{C2} .

Ces deux champs critiques sont définis comme :

$$H_{C1} \approx \frac{\Phi_0}{\mu_0 \pi \lambda^2} \quad \text{et} \quad H_{C2} \approx \frac{\Phi_0}{\mu_0 \pi \xi^2} \quad (2.130)$$

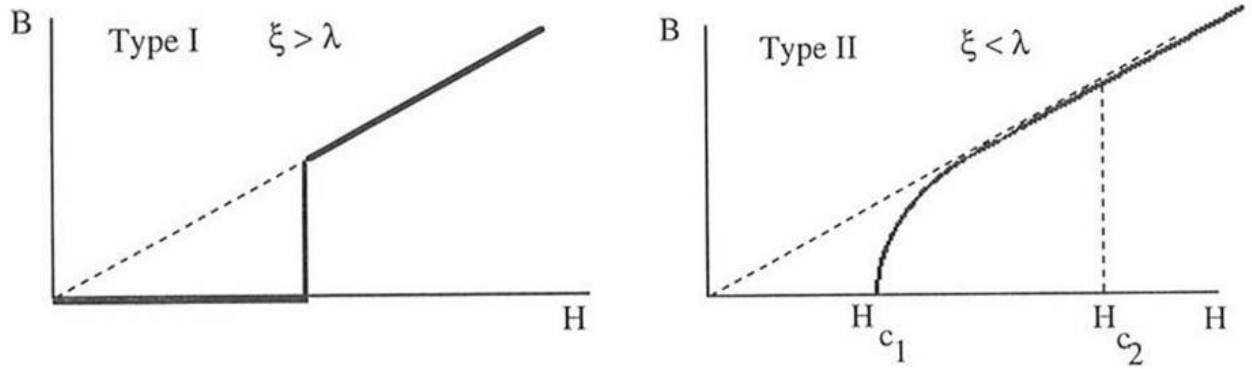


FIGURE 2.20 – Evolution de l'induction magnétique dans les deux types de supraconducteurs en fonction du champ magnétique externe [56].

En réalité, le phénomène s'avère plus complexe. Il est possible de montrer que les supraconducteurs de type I possèdent aussi plusieurs champs critiques, en particulier dans le cas où le supraconducteur est refroidi en présence d'un champ magnétique (notion de champ de « supercooling »). De plus, la concordance entre champs critiques théoriques et l'expérience n'est pas toujours exacte, car le changement de phase est un phénomène complexe qui dépend de la pureté du matériau, de la nature ondulatoire des champs et de leur fréquence.

On retiendra donc finalement ici, que pour tous les types de SC, on peut définir un champ limite H_c , dit champ critique thermodynamique qui correspond au champ magnétique pour lequel $F_n = F_s$ (cf. equation 2.123). Pour les SC I, il correspond au champ de transition précédemment décrit par la formule 2.128, et pour les SC II il est défini comme :

$$H_c = \sqrt{H_{c1} H_{c2}} \quad (2.131)$$

Le mécanisme, que l'on vient de discuter succinctement, décrit le changement de phase des supraconducteurs soumis à un champ statique. Pour un champ RF il a été montré, et communément adopté, que le champ limite H_{sh} (champ de « superheating ») thermodynamique dépend de la valeur de κ et il se déduit selon les relations suivantes [56] :

$$\left\{ \begin{array}{ll} H_{sh} \approx \frac{0,89}{\sqrt{\kappa}} H_c & \text{pour } \kappa \ll 1 \\ H_{sh} \approx 1,2 H_c & \text{pour } \kappa \approx 1 \\ H_{sh} \approx 0,75 H_c & \text{pour } \kappa \gg 1 \end{array} \right. \quad (2.132)$$

Les notions de champs limite et critique ont eu un impact direct dans le choix du matériau pour les cavités accélératrices supraconductrices. Un autre paramètre primordial est la résistance de surface qui caractérise les pertes. Il est donc indispensable de connaître l'évolution de cette résistance lorsque le supraconducteur est soumis à des champs RF de grande amplitude. Pour cela la théorie BCS en donne la meilleure description.

2.2.4 Approche quantique, théorie BCS

Publiée en 1957, la théorie BCS du nom de ses trois auteurs, J. Bardeen, L.Cooper et R. Schrieffer, est basée sur une approche quantique de l'organisation de la matière. Cette théorie met en évidence que la superfluidité des électrons est liée au réseau cristallin. En effet, un métal peut être assimilé à un réseau régulier constitué d'ions chargés. A la température $T = 0$ K, obéissant au principe de Pauli, les couches électroniques sont successivement remplies, jusqu'à atteindre le niveau correspondant à l'énergie de Fermi ϵ_F :

$$\epsilon_F = \frac{\hbar^2 (3\pi^2 N)^{2/3}}{2m_e} \quad (2.133)$$

où N est la densité électronique et \hbar la constante de Planck.

Lorsque la température est supérieure à 0 K, les électrons des couches externes du cort ge électronique ( lectrons de valence) atteignent des énergies supérieures à ϵ_F . Très peu liés aux ions, ils ont alors la capacité de se mouvoir dans le réseau cristallin. Ils se déplacent alors à une vitesse proche de celle de Fermi ($v \approx v_F = \sqrt{2\epsilon_F/m_e}$) et ce sont leurs interactions avec le réseau cristallin qui sont responsables de l'aspect résistif du matériau. Ces interactions se manifestent sous deux formes :

- A $T \neq 0$ K, le réseau cristallin vibre, ces vibrations sont modélisées par des pseudo-particules appelées « phonons ». Il a été montré que l'interaction entre les électrons de conduction et les phonons sont responsables de la dissipation car ils freinent la course des électrons.
- La seconde cause de dissipation est liée aux collisions entre les électrons de Fermi et les impuretés ou les imperfections du réseau.

Paires de Cooper

En 1950, Frölich suggéra que sous certaines conditions, les phonons peuvent aussi être responsables d'un phénomène d'attraction entre les électrons. De ce postulat Cooper démontra que deux électrons de spin opposés peuvent effectivement former un système lié appelé « paires de Cooper ». Ce mécanisme est décrit par la Figure 2.21, où lorsqu'un électron parcourt le métal il attire les ions sur son passage, le réseau cristallin se déforme et engendre une concentration de charges positives supérieure à la normale qui attire un second électron. Le second électron est donc mis en mouvement par une vibration du réseau, c'est-à-dire par un phonon créé par le premier électron. Par ce phénomène d'absorption de phonon, le second électron se retrouve, en quelque sorte, « tracté par le premier sans fournir aucun effort ».

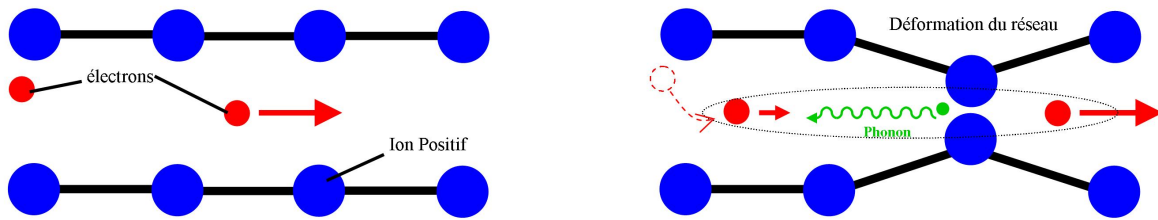


FIGURE 2.21 – Schématisation du mécanisme de formation des paires de Cooper.

De façon intuitive, on peut comprendre que, pour qu'il y ait échange d'un « phonon supraconducteur », il ne faut pas que celui-ci soit perturbé par la présence d'autres phonons issus de l'agitation thermique du matériaux. Ceci explique que, pour les supraconducteurs classiques, le phénomène de supraconductivité n'apparaît qu'à basse température.

La théorie BCS a aussi mis en évidence le fait que l'énergie de liaison Δ des paires de Cooper est très faible devant l'énergie de Fermi. Ainsi, seuls les électrons ayant une énergie réduite ϵ peuvent s'apparier, telle que :

$$\epsilon < |\epsilon_F - \Delta| \quad (2.134)$$

Il se crée alors une bande d'énergie, de part et d'autre de l'énergie de Fermi, interdite aux électrons normaux, où seuls les électrons supraconducteurs existent et forment des paires de Cooper. En dessous de cette bande se trouvent les électrons de Valence, au-dessus, se sont des électrons de conduction normaux.

La largeur de cette « bande interdite » est donc directement liée à l'énergie de liaison Δ . La théorie BCS prédit que cette énergie d'appariement à $T = 0$ K dépend de la température critique T_c du matériau et de la constante qui relie la température d'un système à son énergie thermique, la constante de Boltzmann k_b :

$$\Delta(0) = 1,76 k_b T_c \quad (2.135)$$

Pour une température supérieure au zéro absolu, cette énergie d'appariement décroît au

fur et à mesure que la température se rapproche de T_c . Une bonne approximation de sa décroissance est donnée par la formule [56] :

$$\Delta(T) = \Delta(0) \sqrt{\cos \left(\frac{\pi}{2} \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right)} \quad (2.136)$$

Résistance de surface

La résistance de surface d'un supraconducteur parfait dépend de la fréquence du champ électromagnétique comme l'avait pressenti la théorie de London, mais aussi des propriétés intrinsèques du matériau, avec la présence de λ_L et σ_n dans l'équation 2.121. Cependant, ces paramètres sont fortement dépendant de la température et il est très délicat d'évaluer la résistance de surface d'un supraconducteur dans tous les cas de figure.

Ainsi, en se basant sur la théorie BCS, D.C. Mattis et J. Bardeen [63] dans un premier temps, puis A.A. Abrikosov, L.P. Gor'kov et I.M. Khalatnikov [64], ont obtenu des expressions intégrales complexes donnant l'évolution, en fonction de la température, de la résistance de surface d'un supraconducteur soumis à un champ RF important. Le calcul numérique de ces expressions intégrales a permis à Turneaure [65] et Halbritter [66], de déduire une expression semi-empirique simplifiée de la résistance de surface R_{BCS} :

$$R_{BCS} = A(\lambda_L, \xi, \ell, v_F) \frac{4\pi f^2}{T} \exp \left(-\frac{\Delta(0)}{k_b T} \right) \quad \text{pour } T < \frac{T_c}{2} \quad (2.137)$$

Cette formule, où R_{BCS} est exprimée en Ohms, tient notamment compte des propriétés quantiques du supraconducteur par le biais d'une constante $A(\lambda_L, \xi, \ell, v_F)$. On peut aussi remarquer la présence d'une dépendance quadratique en fréquence, tout comme dans la théorie de London.

Le terme exponentiel provient, lui, de la dépendance en température de la densité d'électrons supraconducteurs n_s . Au zéro absolu, on peut considérer que tous les électrons de conduction appartiennent à une paire de Cooper. Lorsque la température n'est pas nulle, la probabilité pour qu'une paire soit brisée, s'exprime comme le rapport entre n_n et n_s qui résulte d'une statistique de Maxwell-Boltzmann :

$$\frac{n_n}{n_s} = \frac{1}{1 + \exp \left(\frac{\Delta(T)}{k_b T} \right)} \approx \exp \left(-\frac{\Delta(T)}{k_b T} \right) \quad (2.138)$$

Enfin, on remarque que dans l'équation 2.138, Δ dépend de T , alors que dans l'expression 2.137, c'est sa valeur au zéro absolu qui apparaît $\Delta(0)$. Ceci explique la restriction de cette formule au domaine $T < T_c/2$, intervalle pour lequel $\Delta(T) \approx \Delta(0)$, d'après 2.136.

Jusqu'à présent c'est la théorie BCS qui donne la description la plus aboutie de l'évolution de la résistance de surface théorique d'un supraconducteur. Les connaissances sur l'évolution

de cette résistance de surface en présence d'un champ électromagnétique hyperfréquence ont été primordiales dans le choix du matériau supraconducteur pour l'application de ce phénomène aux cavités accélératrices. Par ailleurs, comme on le verra dans la partie suivante, cette valeur théorique corrigée par des données empiriques, permet d'anticiper, en partie, le comportement d'une cavité supraconductrice.

2.3 Cavités accélératrices supraconductrices

L'utilisation de la supraconductivité présente un avantage certain pour une application aux cavités résonantes accélératrices. Bien que nous l'ayons déjà évoqué dans le premier chapitre, dans cette partie nous en préciserons les raisons et on donnera les motivations qui ont orienté le choix du niobium comme matériau de construction.

Enfin, on décrira les principales spécificités et limites de ce type de cavités accélératrices qu'il est nécessaire de connaître pour une étude de conception, mais aussi pour garantir leur fonctionnement en toute fiabilité.

2.3.1 Intérêt des supraconducteurs pour un résonateur RF

Lorsqu'on applique un champ électromagnétique radiofréquence au voisinage d'une plaque de métal, une partie de ce champ pénètre dans le matériau ; sur une fine épaisseur. Par conséquent, une partie de l'énergie transportée par l'onde électromagnétique se dissipe dans le métal et entraine un échauffement de la paroi. Comme évoqué précédemment avec la formule 2.34, la puissance dissipée dans le matériau est essentiellement due au champ magnétique de l'onde. En considérant un champ de surface magnétique moyen H_s (sur une surface S), la résistance de surface, R_s , s'exprime en fonction de la puissance RF dissipée P_{diss} , simplement comme :

$$R_s = 2 \frac{P_{diss}}{H_s^2 S} \quad (2.139)$$

En d'autres termes, pour un champ magnétique RF donné, plus la résistance de surface du métal sera faible, moins les dissipations seront importantes. Pour une cavité résonante, où l'on souhaite confiner au mieux une onde électromagnétique, il est primordial de limiter ces pertes. La résistance de surface est donc un critère important dans le choix du matériau de conception, en particulier pour les accélérateurs à fort cycle utile.

Résistance de surface d'un conducteur normal

Pour un métal normal, la profondeur de pénétration du champ magnétique est caractérisée par l'épaisseur de peau δ :

$$\delta = \sqrt{\frac{2\rho}{\mu\omega}} \quad (2.140)$$

Avec ρ la résistivité du métal, μ sa perméabilité magnétique et ω la pulsation de l'onde RF.

La résistance de surface d'un métal normal à température ambiante s'écrit classiquement :

$$R_s = \frac{\rho}{\delta} = \sqrt{\frac{\mu\omega\rho}{2}} \quad (2.141)$$

Les cavités dites « chaudes », fonctionnant à température ambiante et n'utilisant pas la

supraconductivité, sont généralement conçues en cuivre.

A une température de 300K, un cuivre recuit aura une résistivité de l'ordre de $17 \text{ n}\Omega\cdot\text{m}$. Soumis à une onde électromagnétique de fréquence 700 MHz, l'épaisseur de peau sera elle de l'ordre de $\delta \approx 2,48 \text{ }\mu\text{m}$ (avec $\mu_{\text{cu}} \approx \mu_0$). Ainsi, la résistance de surface du cuivre à 700 MHz est de l'ordre de : $R_s \approx 6,8 \text{ m}\Omega$.

Résistance de surface réelle d'un supraconducteur

Dans la *Partie 2.2.4*, on a abordé le fait que grâce à la théorie BCS, il a été possible d'évaluer une formule semi-empirique de la résistance de surface théorique notée R_{BCS} d'un matériau supraconducteur (cf. équation 2.137). Cette, formulation (simplifiée, et donc approximative) est en bon accord avec les mesures expérimentales de résistance de surface de supraconducteur. Un exemple d'une telle mesure pour le niobium est donné Figure 2.22, où l'on peut constater que la théorie BCS concorde avec l'expérience jusqu'à une certaine température. En dessous de celle-ci, il apparaît que la résistance de surface cesse de décroître et reste supérieure à R_{BCS} . Ainsi, il est possible de définir la résistance de surface réelle R_s d'un supraconducteur comme la somme de R_{BCS} corrigée d'un terme R_{res} , appelé résistance de surface résiduelle du matériau.

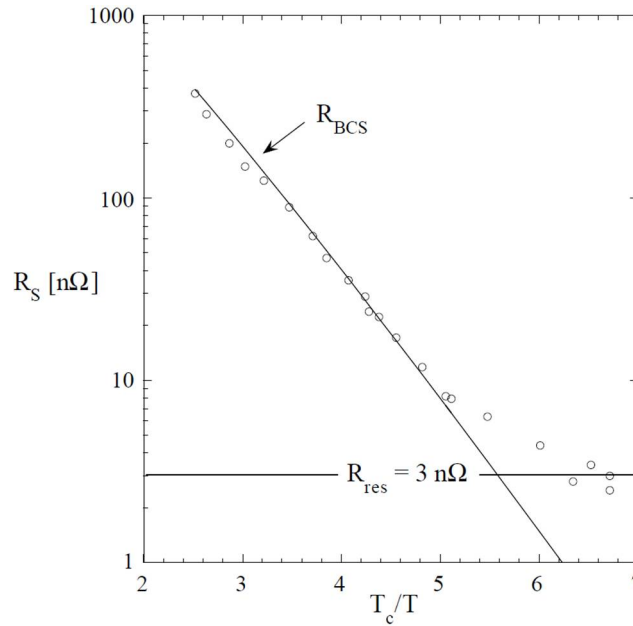


FIGURE 2.22 – Evolution de la résistance de surface du niobium en fonction de la température ($f = 1,3 \text{ GHz}$). [67]

Cette résistance résiduelle R_{res} est généralement indépendante de la température et rend compte de toutes les dissipations, non comprises dans R_{BCS} , dues à la structure du matériau et à son état de « propreté ». Pour le niobium, qui est le matériau principalement utilisé pour

les cavités accélératrices supraconductrices (cf. paragraphe suivant), les principaux ph n mes, identifiés comme influant sur la valeur de R_{res} , sont les suivants :

- la structure du matériau : les défauts locaux dus   la fabrication, la métallurgie ou encore des imperfections structurales (lacunes, dislocations, joints de grains...) ont un impact direct sur les dissipations. Lorsque le matériau est supraconducteur, les électrons de Cooper ne sont plus sujets aux interactions avec les phonons dus à l'agitation thermique du réseau ionique, seul les défauts structurels peuvent empêcher leur progression.
- l'état de surface : la présence d'impuretés, de poussières ou d'irrégularités à la surface du matériau peut engendrer des phénomènes d'absorption de l'énergie RF stockée dans la cavité. De plus, les phénomènes d'oxydation semblent avoir une influence notable sur l'augmentation de R_{res} car ils favoriseraient « l'effet 100 K ».
- « l'effet 100 K » : propre au niobium, il apparaît à des températures à peu près comprises entre 70 K et 170 K [68] où l'hydrogène présent dans le niobium a tendance à précipiter sous forme d'hydrures qui altèrent sensiblement les propriétés supraconductrices du niobium [69]. Ce phénomène impose un refroidissement rapide (< 1 à 2 heures) de la cavité. Si ce n'est pas le cas et que le phénomène apparaît, un réchauffage de la cavité au delà de 170 K permet de re-dissoudre les précipités d'hydrures. Toutefois, la meilleure solution pour limiter cet effet, est de favoriser le dégazage de l'hydrogène par un recuit autour de $800^\circ C$.

Enfin, il convient d'ajouter un dernier terme correctif à l'expression de la résistance de surface, qui caractérise le piégeage d'un hypothétique champ magnétique lors du refroidissement et donc du changement de phase du supraconducteur.

En effet, un supraconducteur dans son état normal, soumis à un champ magnétique, pi gera ce flux magnétique lors de son changement de phase. Ceci peut se comprendre avec la seconde équation de London 2.107 qui tient compte des variations temporelles de l'induction magnétique. En considérant le problème dans une seule direction, \vec{x} , une solution de cette équation peut alors s'écrire :

$$\frac{\partial B(x)}{\partial t} = \frac{\partial B_0}{\partial t} e^{-x/\lambda_L} \quad (2.142)$$

Ainsi $\frac{\partial B(x)}{\partial t}$ décroît exponentiellement dans le matériau supraconducteur jusqu'à une certaine distance, où $\frac{\partial B(x)}{\partial t} \approx 0$ et donc $B(x)$ est constant. La valeur de l'induction magnétique dépend alors des conditions initiales à $t = 0$. Si le champ magnétique externe n'était pas nul lors du changement de phase, alors $B(x) \neq 0$. Le champ magnétique se retrouve alors piégé dans le supraconducteur, comme illustré par la Figure 2.23.

Ce phénomène a pour effet de modifier la résistance de surface du matériau. Il a été estimé que, pour le type de niobium utilisé pour les cavité SC⁴, cette contribution peut

4. Niobium de haute pureté, $RRR \approx 300$ (cf. *Partie 2.3.2*)

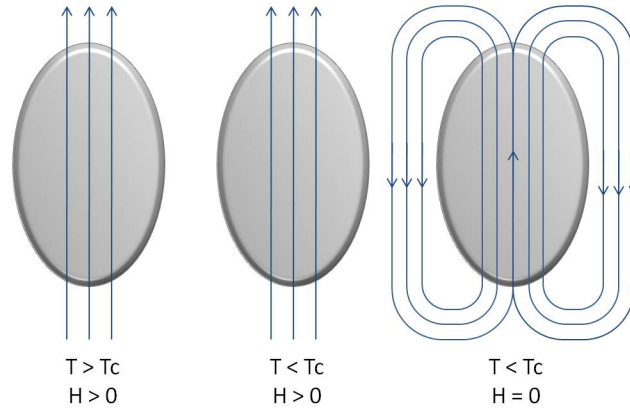


FIGURE 2.23 – Mécanisme de piégeage d'un champ magnétique par un supraconducteur.

s'écrire comme [70] :

$$R_{mag} = 3[n\Omega] \langle B_{ext}[\mu T] \rangle \sqrt{f[\text{GHz}]} \quad (2.143)$$

où $\langle B_{ext} \rangle$ représente le champ magnétique moyen auquel est soumis le supraconducteur avant transition. Cette contribution à la résistance de surface est en général uniquement due au champ magnétique terrestre ($\sim 47 \mu\text{T}$ au centre de la France). Expérimentalement, on s'en affranchit en plaçant un blindage magnétique autour de la cavité afin de réduire cette valeur au dessous de $\sim 0,1 \mu\text{T}$.

Finallment, on peut considérer que la résistance de surface du niobium s'écrit :

$$R_s = R_{res} + R_{BCS} + R_{mag} \quad (2.144)$$

Le choix du niobium supraconducteur

Le choix d'un supraconducteur pour une application à l'accélération de particules repose sur des critères liés aux propriétés physiques et mécaniques du matériau.

Les principales propriétés physiques sont : le champ critique, la température de transition ainsi que la résistance de surface.

Le critère du champ critique est déjà très restrictif, car on souhaite utiliser un matériau le plus « imperméable » possible au champ magnétique. C'est pour cela qu'on ne considère que des matériaux avec un H_{C1} élevé, champ critique à partir duquel se forment les premiers vortex qui commenceront à dégrader la résistance de surface et occasionneront de plus en plus de pertes au fur et à mesure que le champ augmentera [71]. Dans la mesure du possible, on souhaite que la température critique T_c soit, elle aussi, la plus élevée possible, afin de limiter les problématiques liées aux technologies cryogéniques. Enfin, comme on vient de l'évoquer dans les paragraphes précédents, on souhaite que la résistance de surface soit la plus faible possible pour limiter les dissipations RF. Le Tableau 2.1 fait l'inventaire des principaux matériaux pouvant répondre à ces critères. On peut alors remarquer que certains supraconducteurs tels que l'YBaCuO, NbTi ou NbN, ont des propriétés physiques extrêmement intéressantes, avec

TABLEAU 2.1 – Principaux matériaux supraconducteurs ; inventaire réalisé dans [54].

Matériau	$\mu_0 H_c$ (en mT à 0 K)	$\mu_0 H_{c1}$ (en mT à 0 K)	Epaisseur de peau (en nm à 0 K)	T_c (en K)	R_s (en $n\Omega$ � 4,2 K et à 500 MHz)
Etain	/	/	/	3,72	/
Mercure	/	/	/	4,15	/
Plomb	80	/	48	7,2	222
Niobium	200	170	40	9,2	~ 30
Nb ₃ Sn	540	50	85	18	$\sim 0,4$
MgB ₂	430	30	140	40	$2,4^{-5}$
NbN	230	20	200	16,2	~ 5
NbTi	370	10	300	9,5	$\sim /$
YBaCuO	1400	10	150	93,4	$\sim 0,4$

des champs critiques et des températures critiques relativement élevés. Remarquons aussi que c'est le niobium qui a le H_{C1} le plus élevé.

Mais finalement, parmi ces matériaux, le critère qui prévaut est lié à ses propriétés mécaniques. En effet, les cavités accélératrices sont de forme complexe ce qui impose l'utilisation d'un matériau malléable, suffisamment ductile mais aussi usinable et soudable. Il apparait très clairement que le métal proposant le meilleur compromis entre tous ces critères est, à l'heure actuelle, le niobium. De plus, la conductivité thermique du niobium est assez élevée (53,7 W/m/K) ce qui permet une bonne évacuation de la chaleur dissipée par l'onde RF dans la cavité.

Le niobium est ainsi utilisé depuis plusieurs décennies pour le développement des cavités accélératrices supraconductrices. Afin d'appuyer le propos sur l'intérêt des cavités en niobium, on se propose de comparer brièvement, les propriétés d'une cavité en cuivre et celles d'une cavité supraconductrice, pour une application à la partie très haute énergie de l'accélérateur MYRRHA.

Dans ce but revenons sur l'expression de la résistance de surface du niobium, en particulier sur R_{BCS} qui, selon les sources, peut être très variable. Cependant, une expression très souvent adoptée pour exprimer la résistance de surface est ⁵ :

$$R_s \approx 9.10^{-5} \frac{1}{T} f^2 \exp \left(-1,83 \frac{T_c}{T} \right) + R_{res} \quad (2.145)$$

La fréquence f est ici exprimée en GHz, et les températures en K avec $T_c = 9,2$ K. Le niobium, utilisé pour les cavités est le plus pur possible et on fait subir aux cavités différents traitements chimiques et nettoyages. La résistance résiduelle est en général de quelques $n\Omega$.

5. Ici on suppose que l'on s'est affranchi des champs magnétiques parasites comme c'est toujours le cas lors des tests de cavités ou de leur installation sur un accélérateur $R_{mag} = 0$

Pour une application numérique, on considère que $R_{res} = 5 \text{ n}\Omega$, ainsi à $4,2 \text{ K}$, température d'un bain d'hélium liquide, la résistance de surface du niobium soumis à une onde électromagnétique de 700 MHz est de : $R_s^{Nb}(4,2 \text{ K}, 700 \text{ MHz}) \approx 195 \text{ n}\Omega$. Et pour, une température de 2 K , température autour de laquelle l'hélium est dans son état superfluide, on a $R_s^{Nb}(2 \text{ K}, 700 \text{ MHz}) \approx 10 \text{ n}\Omega$.

L'accélérateur d'un ADS doit fournir un faisceau de haute intensité continu (CW), ce qui implique que la puissance RF soit fournie de façon continue aux cavités accélératrices. Pour ce mode de fonctionnement, le Tableau 2.2 compare les performances de deux cavités résonnantes à 700 MHz , l'une en cuivre, l'autre en niobium SC ayant des géométries similaires et donc un G et un (r/Q) du même ordre de grandeur : $G \approx 150 \Omega$, $(r/Q) \approx 80 \Omega$. On prend aussi comme valeur $L_{acc} = 0,5 \text{ m}$, pour un faisceau de 25 mA à 1 GeV .

TABLEAU 2.2 – Comparaison entre cavité en cuivre et cavité supraconductrice en niobium dans le cas d'un accélérateur CW de haute intensité.

	cavité Nb	cavité Cu
Température de travail	$\sim 2 \text{ K}$	$\sim 300 \text{ K}$
Résistance de surface, R_s	$\sim 10 \text{ n}\Omega$	$\sim 7 \text{ m}\Omega$
facteur de Qualité, $Q_0 = G/R_s$	$\sim 1,5 \cdot 10^{10}$	$\sim 2 \cdot 10^4$
Champ accélérateur envisagé, E_{acc}	$8,5 \text{ MV/m}$	$1,5 \text{ MV/m}$
Puissance dissipée, $P_{cav} = \frac{E_{acc} L_{acc}}{2(r/Q)Q_0}$	$\sim 7,5 \text{ W}$	$\sim 175 \text{ kW}$
Puissance fournie au faisceau, $P_b = E_{acc} L_{acc} \cdot I_b$	$\sim 106 \text{ kW}$	$\sim 19 \text{ kW}$
Rendement de la cavité, $\zeta_{cav} = P_b/(P_b + P_{cav})$	$99,99\%$	$\sim 10\%$
Rendement estimé de la source RF, ζ_{RF}	$\sim 60\%$	$\sim 60\%$
Rendement total, $\zeta_{tot} = \zeta_{RF} \frac{P_b}{(P_b + P_{cav}) + P_{cav}/\eta_{cryo}}$ (avec le rendement cryogénique $\eta_{cryo} \approx 0,2\%$)	$\sim 57\%$	$\sim 6\%$

L'avantage des cavités supraconductrices prend ici son sens pour les accélérateurs fonctionnant avec un cycle utile important. En effet dans le cas des cavités « chaudes », il faudrait un circuit de refroidissement capable d'évacuer 200 kW (pour un gradient accélérateur de seulement $1,5 \text{ MV/m}$), ce qui n'est pas forcément évident. De plus, même si le rendement, η_{cryo} ⁶, du cycle cryogénique nécessaire pour refroidir la cavité est très faible, l'efficacité globale demeure meilleure pour une cavité supraconductrice, car le rendement ζ_{cav} est très élevé. Il faut enfin ajouter, que dans ce cas de figure (fonctionnement CW) les gradients accélérateurs fournis par les technologies supraconductrices seront plus élevés qu'avec des cavités en cuivre, ce qui aura pour conséquence de rendre l'accélérateur plus compact.

6. Le rendement cryogénique peut être estimé en se basant sur le rendement du cycle de Carnot d'une machine frigorifique $\eta_{carnot} = \frac{T_{froid}}{T_{chaud} - T_{froid}}$, pondéré par le rendement de l'usine cryogénique et de l'ensemble des technologies qui la composent, $\eta_{usine} = 1/3$. Le rendement cryogénique s'écrit alors $\eta_{cryo} = \eta_{carnot} \cdot \eta_{usine}$. Donc pour maintenir une cavité à 2 K on a $\eta_{cryo} \approx \frac{2}{300} \cdot \frac{1}{3} \sim \frac{1}{500}$

Il faut cependant noter, que pour des accélérateurs fonctionnant en mode pulsé, avec des cycles utiles très faibles ($< 2\%$), il peut être préférable d'utiliser des cavités en cuivre. En effet, dans ces modes de fonctionnement, les pertes ohmiques sont considérablement réduites, et leur utilisation est tout de même moins fastidieuse. Elles peuvent ainsi fournir des gradients accélérateurs supérieurs aux cavités « froides ». En guise d'exemple on peut citer les cavités de CLIC pour lesquelles des gradients accélérateur de ~ 100 MV/m ont été obtenus [72]. En effet, les cavités supraconductrices ne remplacent pas dans tous les cas de figure les technologies « chaudes » car leurs performances sont limitées par des phénomènes propres à leur nature que l'on se propose de détailler dans les paragraphes suivants.

2.3.2 Performances et Fiabilité des cavités supraconductrices

Avoir une connaissance de l'évolution du facteur de qualité en fonction du champ accélérateur permet de jauger les performances d'une cavité et d'identifier ses limites. Sur la Figure 2.24, est schématisée une courbe typique de cette évolution, où apparaissent les différents phénomènes limitant la montée du gradient dans une cavité supraconductrice. Ces phénomènes sont de plusieurs origines et interviennent donc à des niveaux de puissance différents lorsqu'on augmente le champ accélérateur dans la cavité.

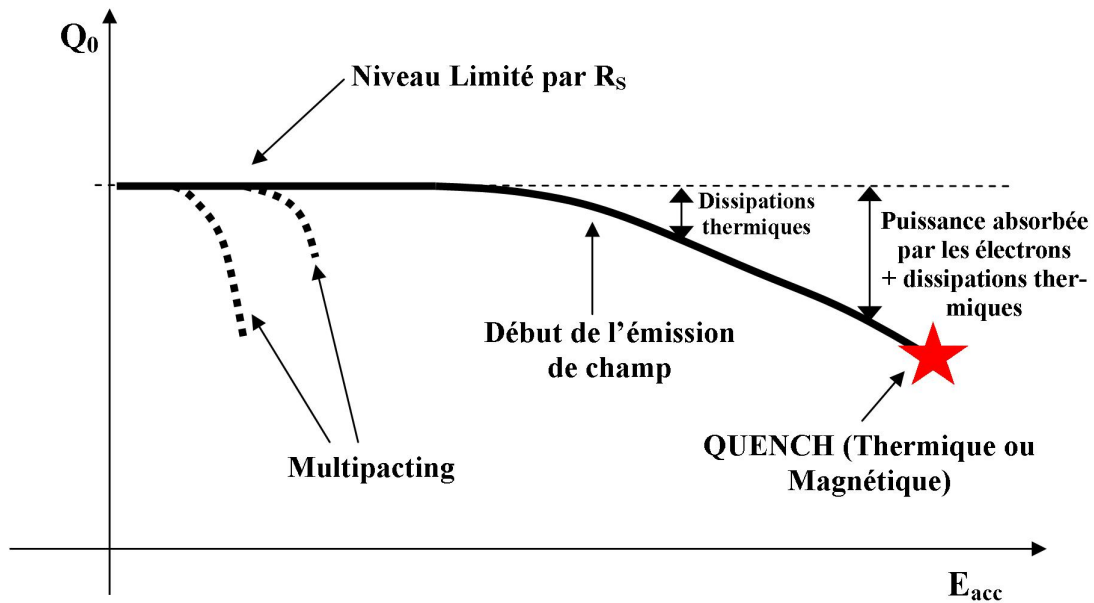


FIGURE 2.24 – Schématisation des limites en performance d'une cavité supraconductrice.

Les pertes RF

La résistance de surface non nulle en régime RF entraine des pertes par effet Joule dans les parois de la cavité. Même si la dissipation est faible pour les cavités supraconductrices, elle a une influence sur le facteur de qualité et donc sur le rendement global de l'acc l rateur⁷. Le

7. Avec un rendement cryogénique, $\eta_{cryo} \approx 0,2\%$, 1 W dissipé à 2K « coûte » environ 500 W   300 K.

flux de chaleur créé est évacué par conduction thermique dans le niobium puis dans le bain d'hélium liquide. L'augmentation de température en surface dépend donc de la conductivité thermique du niobium, c'est-à-dire de son aptitude à évacuer le flux thermique.

Une augmentation de température a pour conséquence d'augmenter les pertes, puisque la résistance de surface croît avec T (à travers R_{BCS}). Cependant, le facteur de qualité n'est affecté que lorsque le champ accélérateur est élevé. Ainsi, la résistance de surface du niobium est le premier paramètre limitant pour le facteur de qualité d'une cavité et conditionne ainsi la valeur maximum du Q_0 (plateau à bas champ sur la Figure 2.24)

Stabilité thermique et « quenches »

Le niobium est un supraconducteur de type II, on sait que selon la température à laquelle est portée le niobium et la fréquence de l'onde électromagnétique stockée dans la cavité, il existe un champ critique H_{sh} à partir duquel l'état supraconducteur est définitivement brisé. Lorsque le champ accélérateur est tel que le champ magnétique de surface H_s dépasse la valeur de ce champ magnétique critique, la cavité transite brutalement de l'état supraconducteur à l'état normal. Le Q_0 est divisé par un facteur $\sim 10^5$. Les pertes sont alors multipliées par un facteur du même ordre de grandeur, et la cavité monte soudainement en température. Cette transition brutale de l'état supraconducteur vers l'état normal est appelé « quench ».

Dans le cas de la cavité sans défaut de surface, on parle de « quench magnétique » puisque la transition vers l'état normal est provoquée par un dépassement du champ critique. Toutefois, le cas d'un métal supraconducteur parfaitement pur n'est pas réaliste. Il est effectivement impossible de le produire avec les procédés métallurgiques actuels. Les impuretés sont toujours présentes, en plus ou moins grandes quantités, selon les traitements appliqués au métal.

Les défauts de surface provoquent une augmentation locale de R_s , les dissipations par ces défauts sont beaucoup plus importantes et elles entraînent un échauffement local sur la paroi de la cavité. Dès que la température au voisinage du défaut dépasse une température limite (quelques kelvins au dessus de la température du bain), le système diverge et on assiste alors à un emballement. Ainsi, de proche en proche, toute une région de la cavité transite vers l'état résistif normal. Ici on parle de « quench thermique » car c'est l'élévation locale de la température qui provoque le changement d'état du niobium.

Afin de repousser au maximum cette limite, il est donc souhaitable d'utiliser, du niobium relativement pur. Un paramètre permet de quantifier la teneur en impuretés d'un métal : le RRR (Residual Resistivity Ratio), rapport entre la résistivité électrique ρ à température ambiante et celle à 4,2 K.

$$RRR = \frac{\rho(300 \text{ K})}{\rho(4,2 \text{ K})} = \frac{\rho_{\text{phonons}} + \rho_{\text{défauts}}}{\rho_{\text{défauts}}} \quad (2.146)$$

En effet, à basse température, la résistivité électrique d'un métal est dominée par la diffusion des électrons de conduction sur les impuretés (puisque la densité de phonons devient négligeable lorsqu'on s'approche du zéro absolu). Ce rapport permet donc de quantifier les

défauts et les impuretés dans le métal. Ainsi, plus le RRR est important, plus le taux d'impuretés est faible. Généralement, le niobium utilisé est de $RRR > 250$, et la cavité est ensuite traitée par des méthodes thermiques et chimiques de polissage.

Le « multipacting »

Le multipacting est un phénomène résonnant où de nombreux électrons parasites interviennent. Il est particulièrement critique dans le cas d'une cavité accélératrice, car ces électrons parasites peuvent entièrement absorber l'énergie RF fournie à la cavité ; il devient alors impossible d'augmenter le champ accélérateur.

L'ampleur de ce phénomène dépend en fait de la capacité d'une surface à ré-émettre des électrons, dits secondaires, lorsque celle-ci est frappée par un électron primaire. Ce mécanisme peut être décrit de la façon suivante : un électron primaire est accéléré par le champ électrique présent dans la cavité, il heurte alors la surface de la cavité et donne naissance à un ou plusieurs nouveaux électrons secondaires, qui eux-mêmes réagissent de la même façon, créant ainsi une réaction en chaîne.

Ce phénomène nécessite des conditions bien précises pour être établi. Tout d'abord il faut que le coefficient d'émission secondaire⁸ de la surface soit au moins supérieur à 1. Pour le niobium, il apparaît que ce coefficient est supérieur à 1 pour des électrons d'énergies comprises entre ~ 100 eV et ~ 1 keV. Ceci qui explique que le phénomène intervient généralement pour des champs accélérateurs faibles (jusqu'à ~ 1 MV/m).

Le développement éventuel d'un multipacting est également en étroite relation avec la géométrie de la structure RF. Il aurait notamment tendance à se développer entre des surfaces faiblement espacées, c'est-à-dire dans les parties anguleuses de la cavité. Afin de minimiser les risques, il est apparu [73] que la meilleure solution consiste à arrondir les parois de la cavité afin de former une cavité à profil sphérique ou elliptique. Cette géométrie de cavité elliptique, a depuis été communément adoptée, et développée pour divers accélérateurs. Parmi les développements les plus récents, on peut citer l'accélérateur de SNS qui fonctionne avec des cavités elliptiques 5-cellules (à 700 MHz), ou encore le projet X-FEL qui prévoit l'installation de plusieurs centaines de cavités 9-cellules 1,3 GHz pour l'accélération linéaire d'électrons.

L'émission de champ

Lorsqu'une surface conductrice est exposée à un champ électrique intense, celle-ci peut émettre des électrons par « effet tunnel ». Ce phénomène, modélisable à partir des équations de Fowler-Nordheim [74], doit être évité dans les cavités supraconductrices car il s'accompagne d'une consommation indésirable de puissance RF. De plus, les électrons arrachés viennent frapper localement la paroi qui s'échauffe, dégradant ainsi la stabilité thermique de

8. c'est à dire le coefficient qui caractérise le nombre d'électrons ré-émis après impact, sur la surface, d'un électron primaire d'énergie donnée.

la cavité, et augmentant le risque de quench. Le courant électronique créé par ce phénomène d'émission, augmente de façon exponentielle avec le champ dans la cavité ; il se traduit ainsi par une forte pente sur la courbe Q_0 (cf. Figure 2.24).

Une autre conséquence de l'émission de champ est la production de rayons X. En effet, les électrons arrachés par émission de champ impactent sur les parois de la cavité et interagissent avec les atomes de niobium.

Il peuvent en fait ioniser ces atomes de niobium, ce qui est à l'origine de l'élévation de température. Mais ces électrons peuvent aussi être simplement freinés par les atomes de niobium ce qui cette fois engendre des émissions de photons. Les rayons X ainsi produits ont un aspect contraignant car ils imposent l'installation de dispositif de radioprotection. Ces rayonnements peuvent néanmoins être exploités comme outil pour diagnostiquer la présence d'émission de champ, et ainsi réaliser une mesure indirecte du champ accélérateur.

Champs pics de surface et enjeux de conception

Les considérations précédentes nous permettent de comprendre qu'il faut accorder une attention toute particulière aux champs de surface lors de la conception et de l'optimisation de la géométrie d'une cavité.

Il est en effet primordial de connaître, les maxima du champ magnétique de surface car il a un impact direct sur le phénomène de quench ; phénomène dont on essaye toujours de repousser les limites.

Un champ électrique de surface trop important accroît, quant à lui, les risques d'émission de champ.

Il est alors d'usage de définir les rapports entre le champ accélérateur E_{acc} et les champs pics de surfaces E_{peak} et B_{peak} .

$$\frac{E_{peak}}{E_{acc}} \quad [\text{Sans dimension}] \quad (2.147)$$

$$\frac{B_{peak}}{E_{acc}} \quad [\text{en mT}/(\text{MV}/\text{m})] \quad (2.148)$$

Ces rapports dépendent bien sûr de la vitesse des particules et il convient de préciser pour quel β ils ont été calculés (généralement on travaille à β_{opt} ou β_g).

Un des principaux objectifs, lors de l'optimisation du design d'une cavité, consiste donc à minimiser ces deux rapports afin de bénéficier de marges suffisantes pour un fonctionnement routinier de cette cavité dans l'accélérateur.

Généralement, lors du design, les valeurs limites des champs de surface que l'on se fixe sont aux alentours de : $E_{peakmax} \approx 50 \text{ MV}/\text{m}$ et $B_{peakmax} \approx 80 \text{ mT}$. Ces références sont déterminées d'une part par la théorie (par exemple, pour le niobium, $H_{C1} = 170 \text{ mT}$ à 0 K), mais surtout par l'expérience accumulée de part les développements et les tests de nombreuses cavités.

Ainsi, les valeurs limites des rapports « champs pics sur E_{acc} » dépendent selon le type de

cavité, de la nature des particules que l'on souhaite accélérer, de la température et du point de fonctionnement (Q_0, E_{acc}) visé.

2.4 Conclusion du chapitre

Au travers de ce chapitre on a abordé le fonctionnement global d'une cavité accélératrice. On a surtout démontré l'intérêt des technologies supraconductrices RF, pour une application à un accélérateur de haute puissance, à fort cycle utile, et de fiabilité extrême, destiné au pilotage d'un ADS. Bien sûr, les cavités supraconductrices possèdent des limites, que l'on est capable d'identifier et qu'il faut anticiper.

On peut alors ici comprendre qu'il est primordial d'accorder une attention toute particulière aux études de « design RF » de ces cavités. Dans le chapitre suivant (Chapitre 3) on présente les travaux réalisés pour le design d'une cavité elliptique 704,4 MHz comportant 5 cellules, pour un $\beta_g = 0,65$. Cette étude a été réalisée dans le cadre du développement de l'accélérateur SPL (« Superconducting Proton Linac »), un nouvel injecteur de proton pour le LHC du CERN. Le résultat proposé dans ce chapitre peut aussi présenter une alternative au premier design [17] des cavités $\beta_g = 0,65$ de la partie haute énergie de l'accélérateur de MYRRHA.

Justement, dans le cadre du projet MAX, l'IPN d'Orsay dispose depuis peu d'un prototype de cavité 5-cellules ($\beta_g = 0,47$), développé à l'INFN de Milan et destiné à être monté dans son cryomodule, pour l'étude de la fiabilité d'un tel instrument en « configuration machine ». Dans ce but, une nouvelle zone expérimentale a été développée, permettant la mise en place du « Cryomodule 700 MHz ». Dans le quatrième chapitre, on présentera donc une étude expérimentale de la cavité, de son système d'accord mécanique nécessaire pour son réglage en fréquence (statique et dynamique). On présentera donc les problématiques auxquelles on a pu se confronter, durant cette thèse, lors des premiers tests cryogéniques de ce module accélérateur prototype.

La sûreté d'un accélérateur dépend bien évidemment de la fiabilité de l'ensemble des technologies qui le composent, mais aussi de son aspect modulaire et de sa tolérance aux pannes. On a déjà abordé ce point dans la fin du premier chapitre : l'accélérateur de la machine MYRRHA devra être tolérant aux fautes, ceci implique que les cavités de la ligne haute énergie, dans leur régime de fonctionnement nominal, ne seront pas au maximum de leur capacité. Ainsi, lorsque que l'une d'entre elles connaîtra une défaillance, les cavités adjacentes auront les ressources pour compenser ce manquement. Mais, pour cela, il faut s'assurer que les systèmes de contrôle soient assez performants, et adaptés, pour permettre un re-réglage des cavités dans un court laps de temps (moins de 3 secondes), afin que cet événement soit transparent du point de vue du réacteur nucléaire.

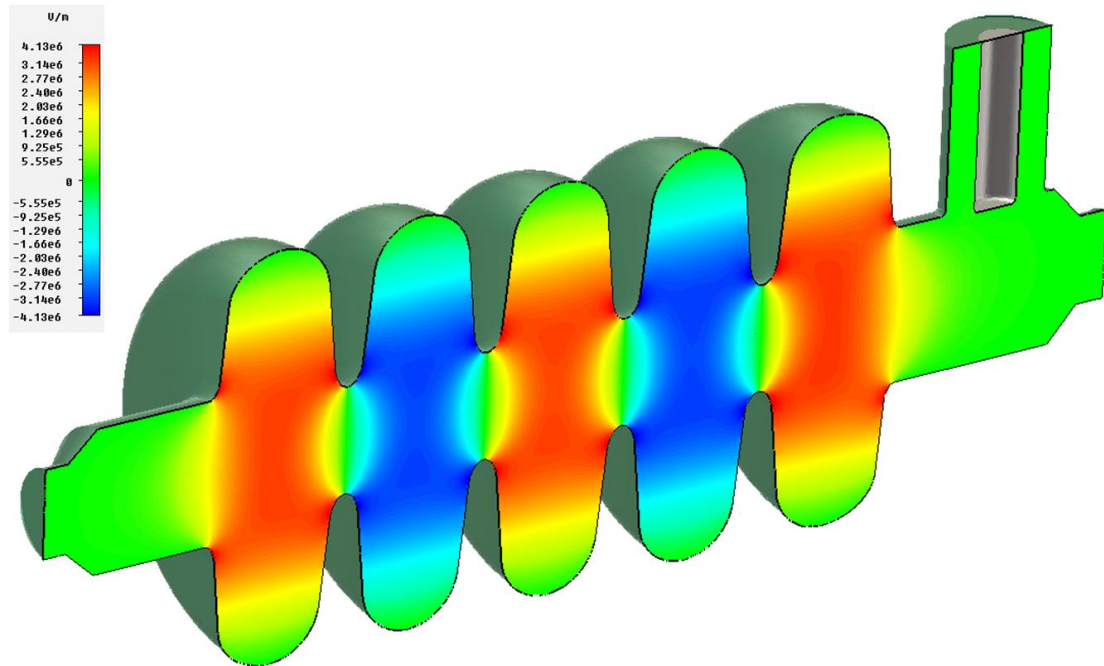
Dans cette optique, une étude a été menée pour envisager de tels scénarii, afin de proposer des solutions permettant de garantir le bon contrôle d'un module accélérateur. Une modélisation du comportement électrique et mécanique de la cavité, ainsi que de sa boucle de régulation RF, a donc été entreprise.

Dans le dernier chapitre de ce manuscrit, on présentera cette modélisation ainsi que l'étude qui en découle ; où l'on s'est notamment concentré sur le contrôle individuel des cavités dans le cas d'une panne de source RF. Le but final de cette étude est de définir une ligne directrice pour la continuation des tests du cryomodule prototype de l'IPN et les améliorations technologiques à apporter pour obtenir un module accélérateur supraconducteur fiable.

Chapitre 3

Etude RF d'une cavité elliptique

$$\beta_g = 0,65$$



Amplitudes des champs électriques dans le plan médian d'une cavité elliptique 5-cellules $\beta_g = 0,65$, pour une énergie RF stockée de 1 Joule. (Résultats obtenus avec CST Microwave Studio®)

Avant de rentrer en détails dans l'étude expérimentale du cryomodule 700 MHz prototype et dans l'analyse de fiabilité d'une cavité accélératrice supraconductrice en « configuration machine », on s'attardera dans ce chapitre sur l'étude et le design d'un résonateur elliptique « bêta 0,65 ».

Cette étude électromagnétique permettra aussi d'introduire les principaux paramètres auxquels il faut prêter attention lors du design d'une cavité elliptique, et notamment la notion de « plat de champ » pour les cavités multi-cellules (ou « multi-gaps »).

Dans ce troisième chapitre, on présentera tout d'abord les raisons qui ont motivé ce travail, puis on détaillera les étapes successives qui ont permis de figer l'enveloppe interne de la cavité (deux designs différents seront présentés). Enfin, on s'intéressera à la mise en place du port de puissance et au calcul du couplage externe avant de présenter le design mécanique final d'un futur prototype.

3.1 Considérations préliminaires à l'étude

3.1.1 Motivations et performances exigées

Dans ce chapitre, on sort un petit peu du cadre du projet MAX, car le design de cette cavité 0,65 est motivé par le projet SPL (« Superconducting Proton Linac ») qui vise le développement et la construction d'un nouveau Linac injecteur au CERN [75].

Le linac SPL, placé à la suite de Linac 4 [76], permettrait d'amener l'énergie cinétique des protons de 160 MeV jusqu'à 5 GeV, dans sa configuration finale. L'accélérateur sera composé de deux familles de cavités supraconductrices : $\beta_g = 0,65$ et $\beta_g = 1$. Le développement de cet accélérateur regroupe de nombreux partenaires internationaux [77] et dans le cadre du projet européen EUCARD [78], l'IPN d'Orsay est impliqué dans le design et la conception d'un prototype de cavité accélératrice « bêta 0,65 ».

C'est donc dans ce cadre, que les travaux présentés dans ce troisième chapitre ont été réalisés, mais ces résultats proposent aussi une solution alternative au design établi dans [17], pour les cavités de la section $\beta_g = 0,65$ de l'accélérateur de MYRRHA.

Au cours de cette étude deux designs de cavité « bêta 0,65 » ont été établis. On exposera par la suite les raisons qui nous ont poussés vers la modification du premier design. Toutefois, ces deux cavités ont été optimisées pour répondre, du mieux possible, aux besoins de la machine SPL. Les critères, qui caractérisent les performances souhaitées pour la cavité $\beta_g = 0,65$, sont résumés dans le Tableau 3.1.

TABLEAU 3.1 – Paramètres RF pour le design de la cavité SPL [79].

fréquence, f_0	704,4 MHz
β_g	0,65
Q_0 @ 2K	$\geq 10^{10}$
$E_{acc}(\beta_g)$	19 MV/m
$E_{peakMax}$	50 MV/m
E_{peak}/E_{acc}	$\leq 2,63$
$B_{peakMax}$	100 mT
B_{peak}/E_{acc}	$\leq 5,2 \text{ mT}/(\text{MV}/\text{m})$
(r/Q)	145 Ω
nombre de cellules	5
facteur de couplage, K	1,5 %

Ces critères ont été établis lors de l'étude conceptuelle du SPL [79]. Les choix ambitieux des champs maximums de surfaces, $E_{peakMax} = 50 \text{ MV}/\text{m}$ et $B_{peakMax} = 100 \text{ mT}$ (pour $E_{acc}(\beta_g) = 19 \text{ MV}/\text{m}$) sont en grande partie conditionnés par l'expérience accumulée au sein de la communauté lors du développement de structures supraconductrices. Ainsi, la limite pour E_{peak} est choisie de façon à limiter les phénomènes d'émission de champ au très haut

gradient accélérateur nominal (19 MV/m) visé. La limite sur B_{peak} est elle fixée afin de limiter l'effet du champ magnétique sur l'état supraconducteur du niobium de la cavité.

Ces valeurs définissent les limites à ne pas dépasser sur les ratios E_{peak}/E_{acc} et B_{peak}/E_{acc} . Dans ce but, on cherche à minimiser le plus possible ces deux rapports en agissant sur les différents paramètres géométriques de la cavités.

3.1.2 Géométrie de la cavité

Pour atteindre de telles performances, la géométrie de la cavité a donc une grande importance. En effet, la fréquence d'une cavité est liée à son volume de résonance. Et le choix de cette fréquence de résonance dépend en grande partie de l'énergie des particules que l'on souhaite accélérer. En effet, si l'on reprend la formule 2.19, pour un gain d'énergie cinétique dW , on peut écrire la durée du trajet des particules, dt , comme :

$$dt = \frac{dW}{qE(\omega_0 t) \beta c} \quad (3.1)$$

En conséquence, dans une cavité de champ E donné, il faut, pour gagner une énergie donnée dW , que la particule y fasse un trajet de durée dt d'autant plus long que sa vitesse est faible ($dt \propto 1/\beta$). Pour cela il faut que la variation de E dans le temps ne soit pas trop rapide.

En d'autres termes, il est préférable de travailler à basse fréquence en début d'accélération pour compenser ces faibles vitesses et limiter les pertes ; ceci est d'autant plus vrai que la masse des particules est importante. Ainsi, la nature d'une cavité diffère selon sa position dans l'accélérateur et le type de particule que l'on souhaite accélérer.

Comme l'illustre la Figure 3.1, on peut distinguer quatre « familles » de cavités supraconductrices qui permettent d'accélérer des particules dont la vitesse est supérieure à $\beta = 0,1$:

- En début d'accélération jusqu'à $\beta \sim 0,15$, on préférera les cavités quart d'onde. Ces cavités sont compactes, modulaires et leurs méthodes de fabrication sont connues ce qui les rend relativement peu onéreuses. Elles permettent d'atteindre de haut gradients « à bas β » [54]. Cependant, leur structure non symétrique par rapport à l'axe faisceau les rend sensibles au phénomène de « steering » [80].
- Les cavités demi-ondes, de part leur structure symétrique, sont peu sensibles à cet effet. De plus, elle permettent de diminuer les valeurs des champs électriques de surface. Toutefois, leur fabrication est compliquée et leur réglage en fréquence est très difficile en raison de leur structure mécanique rigide, ce qui les rend finalement peu accessibles.
- Les cavités Spoke sont apparues pour la première fois au début des années 90 [81]. Avec leur structure « multi-gaps » et leur fréquence de fonctionnement pouvant atteindre ~ 800 MHz, il est possible d'envisager l'accélération de particules au delà de $\beta = 0,5$. Elles sont compactes et bien plus stables mécaniquement que les cavités elliptiques. De plus, les récents résultats obtenus lors de tests en cryostat vertical tendent à montrer

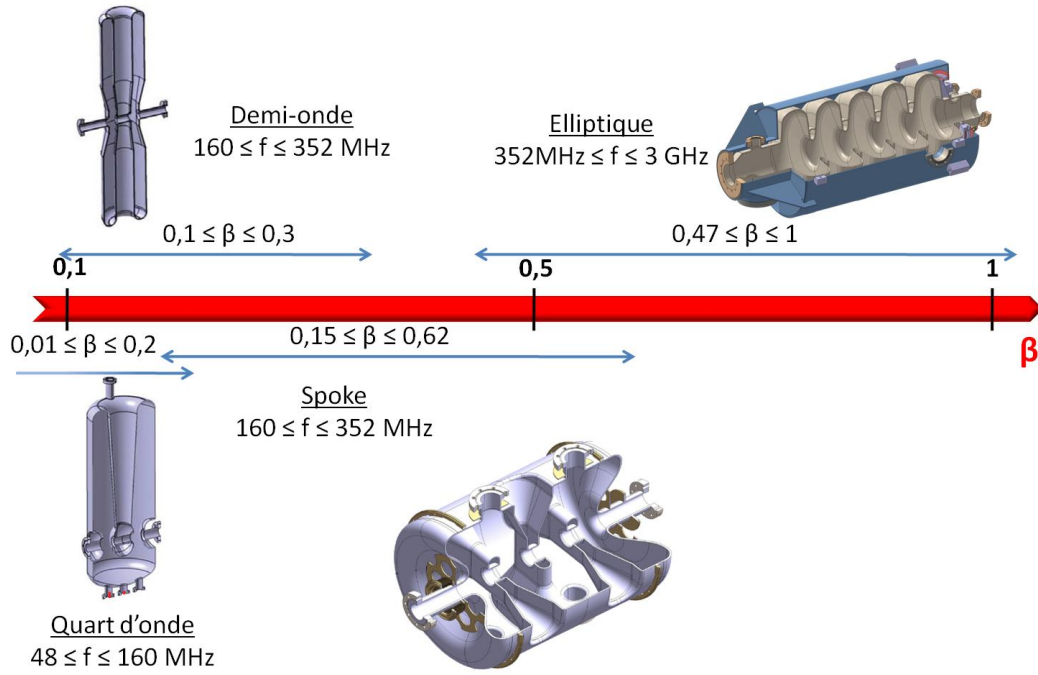


FIGURE 3.1 – Les principales familles de cavités supraconductrices pour l'accélération de particule au-delà de $\beta = 0,1$.

qu'elles peuvent être d'une très grande efficacité et ceci sur une gamme d'énergie assez large ($0,15 \leq \beta \leq 0,65$) [82]. Toutefois leur fabrication est assez complexe et onéreuse et leurs performances sont peu connues dans une configuration accélérateur (avec coupleur de puissance).

- Au delà de $\beta = 0,5$, les cavités elliptiques, sont elles moins rigides, ce qui les rend plus sensibles aux vibrations mécaniques, mais elles demeurent la technologie la plus efficace pour l'accélération de particules à haute énergie. De part leur structure mécanique, il est aussi beaucoup plus facile de régler leur fréquence de résonance. Leur forme leur permet de limiter les effets de multipacting et les valeurs des champs de surface. Pour l'accélération à très haut gradient cela reste la technologie supraconductrice la mieux maîtrisée et la plus efficace, notamment à haut β [83].

Dans le cas de SPL, la première section du linac doit accélérer des protons dont les énergies cinétiques sont comprises entre 160 MeV ($\beta = 0,52$) et 730 MeV ($\beta = 0,83$). De plus, la fréquence du faisceau est de 352,2 MHz, le choix pour les structures accélératrice s'est donc tourné vers des cavités elliptiques qui opéreront à une fréquence deux fois supérieure à celle du faisceau, c'est à dire à $f_0 = 704,4$ MHz.

Il a été choisi (et donc imposé pour notre étude), que ces cavités seront composées de cinq cellules. Ce choix repose sur un compromis entre efficacité d'accélération d'une part et l'encombrement de la cavité d'autre part, ce deuxième critère ayant notamment un impact direct sur le coût de développement du linac. Plus de détails sont donnés sur ce choix dans

l'Annexe B.

Notons tout de même que le nombre de cellules a un fort impact sur l'acceptance en énergie de la cavité¹, c'est-à-dire sur la plage d'énergie pour laquelle les protons sont correctement accélérés : plus le nombre de cellules est grand plus l'acceptance est petite (cf. Figure 3.2). Cependant, augmenter le nombre de cellules permet de rendre l'accélérateur plus compact (cf. Annexe B).

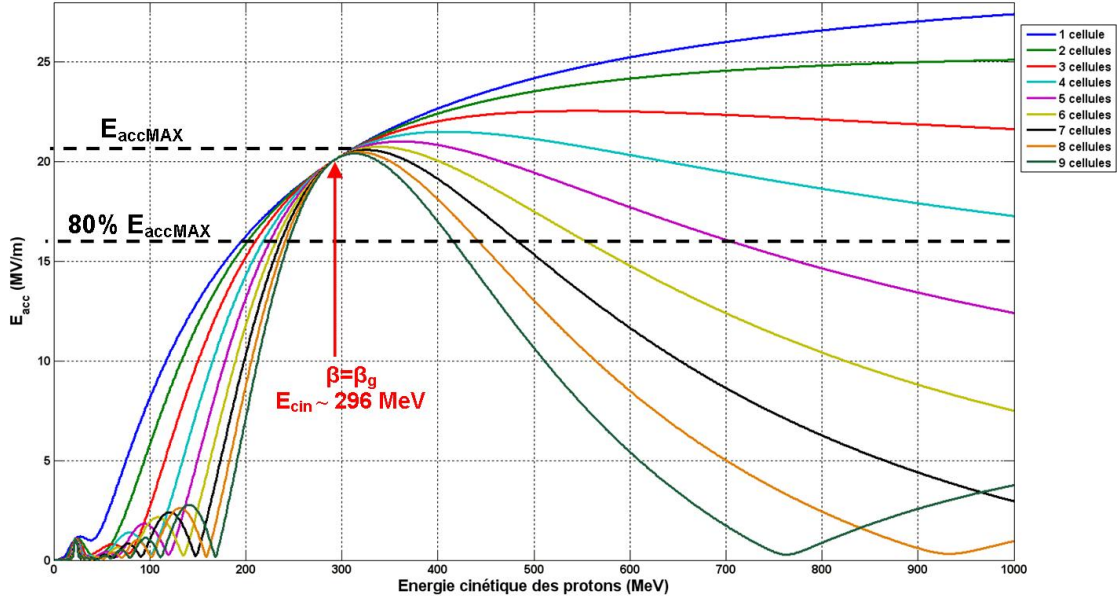


FIGURE 3.2 – Champ accélérateur dans une cavité multi-cellules en fonction de l'énergie cinétique des protons accélérés. Les champs $E_{acc}(\beta_g)$ sont normalisés à $B_{peak} = 100$ mT.

En plus de réduire l'acceptance en énergie, le choix d'une cavité multi-cellules aura statistiquement tendance à amoindrir ses performances en termes de champ accélérateur maximum. En effet, une cavité N-cellules a une surface intérieure environ N fois plus grande que celle d'une cavité mono-cellule. En conséquence, plus le nombre de cellules est important, et plus le risque de trouver des défauts de surface à l'intérieur de la cavité augmente. Le risque de quench précoce est donc statistiquement accru.

La géométrie des cellules et leur assemblage auront alors une importance toute particulière. En effet, il est préférable que les champs électromagnétiques soient équi-répartis entre les cellules de la cavité pour limiter la concentration des champs dans une seule des cinq cellules, ce qui aurait tendance à augmenter le risque de quench tout en diminuant les performances de la cavité. Pour cela, lors du design et de la conception, il faudra veiller à la bonne répartition des champs électromagnétiques dans la cavité, pour le mode accélérateur TM_{010} .

Afin de comprendre ce que cela implique sur le design d'une cavité elliptique, détaillons maintenant le fonctionnement d'un résonateur multi-cellules.

1. il est d'usage de définir l'acceptance en énergie d'une cavité, A , comme la plage d'énergie pour laquelle un proton subit un champ accélérateur optimal, compris entre 80 % de E_{accMAX} et E_{accMAX} .

3.2 Cavités multi-cellules

Jusqu'à présent, et en particulier dans le Chapitre 2, on a considéré les cavités sans prendre en compte le fait qu'elles peuvent être composées de plusieurs « gaps » accélérateurs. Pourtant, comme on vient de l'évoquer, elles sont généralement composées de plusieurs cellules afin d'optimiser les rapports entre efficacité d'accélération, longueur et coût d'un linac.

Une cavité accélératrice N-cellules est en fait une succession de résonateurs RF excités au mode TM_{010} , reliés les uns aux autres par des ouvertures appelées « iris ». Les couplages électromagnétiques entre les cellules peuvent alors être assimilés à un système mécanique comportant plusieurs pendules faiblement couplés entre eux (cf. Figure 3.3).

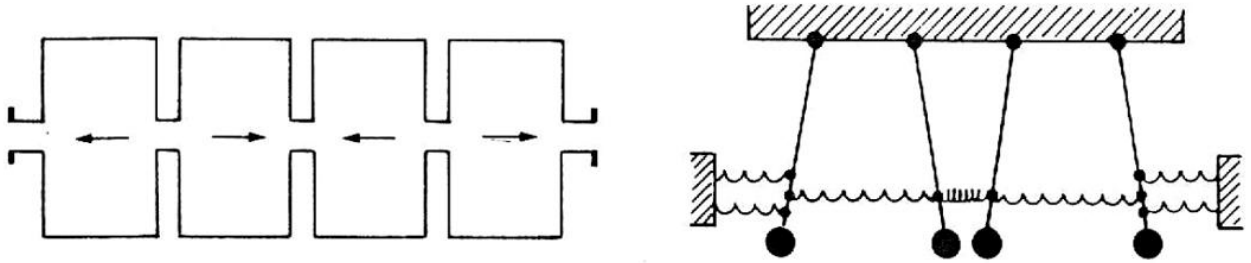


FIGURE 3.3 – Résonateur RF multi-cellules et analogie mécanique avec un système de pendules couplés.

Chacune des N cellules a sa propre fréquence de résonances au mode TM_{010} , mais une fois assemblées, on peut alors montrer que la cavité entière va résonner sur le mode TM_{010} de N façons différentes. A chacune de ces résonances il correspond une fréquence spécifique qui dépend des fréquences de résonances propres des cellules et des facteurs de couplages entres ces cellules. Pour comprendre cela, regardons la cavité multi-cellules comme une série de circuits résonants couplés les uns aux autres.

3.2.1 Matrice d'une cavité 5-cellules

Le circuit équivalent d'une cavité 5-cellules résonant sur le mode TM_{010} est représenté par la Figure 3.4. Le comportement RF de chacune des cellules est décrit par un circuit résonant $L_i C_i$, où l'on néglige les résistances R_i du fait de leur facteur de qualité très élevé, $Q_0 \gg 1$. Les interfaces entre les cellules (les iris) sont symbolisées par des capacités C_k que l'on considère identiques pour chacune des cellules, sauf pour les cellules externes où les effets capacitifs des tubes faisceau sont symbolisés par C_{b1} et C_{b2} .

En appliquant la loi de Kirchhoff aux différentes mailles de ce circuit équivalent, à la pulsation de résonance globale de la cavité Ω , on en déduit le système d'équations suivant :

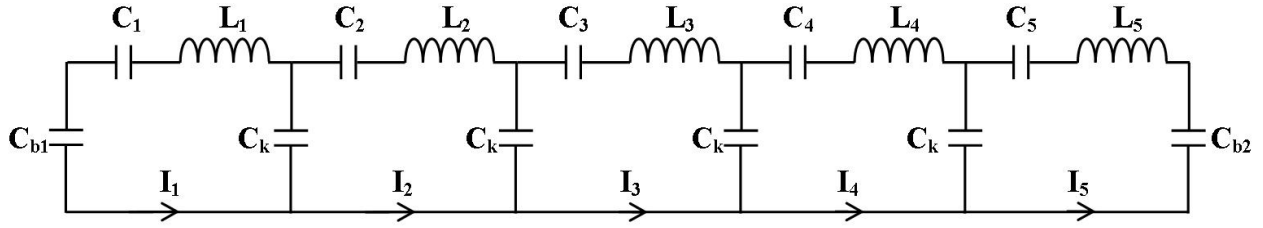


FIGURE 3.4 – Circuit équivalent d'un résonateur 5-cellules.

$$\begin{cases} -L_1\Omega^2 I_1 + \left(\frac{1}{C_{b1}} + \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_k}\right)I_1 - \frac{1}{C_k}I_2 = 0 \\ -L_1\Omega^2 I_1 + \left(\frac{1}{C_n} + \frac{2}{C_k}\right)I_n - \frac{1}{C_k}I_{n+1} - \frac{1}{C_k}I_{n-1} = 0 \text{ pour } n = 2, 3, 4 \\ -L_5\Omega^2 I_5 + \left(\frac{1}{C_{b2}} + \frac{1}{C_5} + \frac{1}{C_k}\right)I_5 - \frac{1}{C_k}I_4 = 0 \end{cases} \quad (3.2)$$

Afin de clarifier ce système, on pose alors :

$$\begin{aligned} k_i &= \frac{C_i}{C_k} & \text{et } \omega_i &= \frac{1}{\sqrt{L_i C_i}} \text{ pour } i = 1 \dots 5 \\ \gamma_1 &= \frac{C_1}{C_{b1}} & \text{et } \gamma_2 &= \frac{C_5}{C_{b2}} \\ \text{avec } \{k_i, \omega_i, \gamma_1, \gamma_2\} &\in \mathbb{R}^+ \end{aligned}$$

Les coefficients k_i représentent les couplages entre les « demi-cellules » internes de la cavité. Les coefficients γ_1 et γ_2 représentent les couplages entre les tubes faisceaux et les demi-cellules externes de la cavité. Les ω_i représentent les pulsations de résonance des cellules dans le cas où elles sont prises individuellement, découplées les unes des autres².

Avec ces coefficients le système 3.2 se réécrit sous la forme matricielle comme :

$$\begin{bmatrix} \omega_1^2(1 + k_1 + \gamma_1) & -k_1\omega_1^2 & 0 & 0 & 0 \\ -k_2\omega_2^2 & \omega_2^2(1 + 2k_2) & -k_2\omega_2^2 & 0 & 0 \\ 0 & -k_3\omega_3^2 & \omega_3^2(1 + 2k_3) & -k_3\omega_3^2 & 0 \\ 0 & 0 & -k_4\omega_4^2 & \omega_4^2(1 + 2k_4) & -k_4\omega_4^2 \\ 0 & 0 & 0 & -k_5\omega_5^2 & \omega_5^2(1 + k_5 + \gamma_2) \end{bmatrix} \vec{I} = \Omega^2 \vec{I} \quad (3.3)$$

On obtient alors la matrice qui caractérise le comportement RF d'une cavité 5-cellules

2. A noter que ces pulsations sont des grandeurs théoriques qui ne correspondent pas à un cas réel mesurable. En effet une cellule n'est jamais assimilable au circuit équivalent $L_i C_i$, elle est toujours couplée au niveau de son iris (capacité $C_k/2$) à une autre cellule, à un tube faisceau, ou terminée par une bride.

dans le mode de résonance TM_{010} , avec $\vec{I} = [I_1, I_2, I_3, I_4, I_5]^T$ un vecteur qui regroupe les amplitudes des courants dans chacune des boucles du circuit équivalent lorsque la cavité résonne à la pulsation Ω . Ces courants sont les images des tensions accélératrices dans chacune des cellules et donc des champ accélérateurs fournis par chacune de ces cellules.

Autrement dit, les cinq coefficients, des vecteurs propres \vec{I} (associés aux valeurs propres Ω^2) de la matrice, caractérisent les amplitudes des champs électriques, E_z , au centre de chacune des cellules. De manière générale, pour cette matrice 5×5 , il existe 5 vecteurs propres et 5 valeurs propres distinctes. Cela signifie que pour une cavité 5-cellules le mode de résonance TM_{010} se décline de 5 façons différentes (« 5 sous-modes »).

Afin d'illustrer notre propos, regardons à présent le cas particulier, où l'on souhaite avoir une répartition homogène du champ accélérateur dans la cavité, et observons ce que cela implique sur le design des cellules.

3.2.2 Obtention du « plat de champ »

Pour accélérer correctement les particules, il faut assurer le synchronisme entre le passage de ces particules et les oscillations des champs accélérateurs dans les cellules. Ceci signifie que les amplitudes des champs électriques dans deux cellules successives doivent être de signes opposés. Ainsi, pendant que les particules sont accélérées dans la première cellule, le champ électrique a le temps d'osciller pour qu'au moment où les particules pénètrent dans la seconde cellule, elles voient un gradient accélérateur et non décélérateur.

De plus, on a évoqué à la fin de la *Partie 3.1*, la nécessité d'homogénéiser la répartition des champs dans l'ensemble de la cavité afin de minimiser les risques de quench précoces. Il est donc souhaitable que l'amplitude du champ accélérateurs soit la même pour chacune des cellules. On dit alors, dans ces conditions, qu'on a un « plat de champ » dans la cavité.

Dans notre cas, on souhaite donc que le champ électrique sur l'axe faisceau soit équiréparti dans les cinq cellules et que l'amplitude du champ d'une cellule à l'autre soit de signe opposé ; et ceci pour un mode de résonance dont on notera sa pulsation Ω_π .

Autrement dit, il faut que Ω_π^2 soit une valeur propre de la matrice de la cavité avec comme vecteur propre associé $[1, -1, 1, -1, 1]^T$. On peut alors écrire :

$$\begin{bmatrix} \omega_1^2(1 + k_1 + \gamma_1) & -k_1\omega_1^2 & 0 & 0 & 0 \\ -k_2\omega_2^2 & \omega_2^2(1 + 2k_2) & -k_2\omega_2^2 & 0 & 0 \\ 0 & -k_3\omega_3^2 & \omega_3^2(1 + 2k_3) & -k_3\omega_3^2 & 0 \\ 0 & 0 & -k_4\omega_4^2 & \omega_4^2(1 + 2k_4) & -k_4\omega_4^2 \\ 0 & 0 & 0 & -k_5\omega_5^2 & \omega_5^2(1 + k_5 + \gamma_2) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ 1 \\ -1 \\ 1 \end{bmatrix} = \Omega_\pi^2 \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ 1 \\ -1 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (3.4)$$

on obtient donc une première condition :

$$\begin{cases} \omega_1^2(1 + 2k_1 + \gamma_1) = \Omega_\pi^2 \\ \omega_n^2(1 + 4k_n) = \Omega_\pi^2 \text{ pour } n = 2, 3 \text{ et } 4 \\ \omega_5^2(1 + 2k_5 + \gamma_2) = \Omega_\pi^2 \end{cases} \quad (3.5)$$

Cette condition montre que pour obtenir le « plat de champ » dans la cavité, il faut que chaque cellule résonne individuellement à la pulsation Ω_π . Elles peuvent, cependant, avoir des formes différentes tant que leur paramètres ω_i , k_i et $\gamma_{1,2}$ remplissent le critère imposé par le système 3.5.

Toutefois, afin de faciliter le design géométrique de la cavité et sa fabrication, on impose une seconde hypothèse : toutes les demi-cellules internes de la cavité sont de géométries identiques³. Ceci impose en fait que :

$$\begin{cases} L_1 = L_2 = L_3 = L_4 = L_5 \\ C_1 = C_2 = C_3 = C_4 = C_5 \end{cases} \implies \begin{cases} k_1 = k_2 = k_3 = k_4 = k_5 = k \\ \omega_1 = \omega_2 = \omega_3 = \omega_4 = \omega_5 = \omega_{0cell} \end{cases}$$

Le système 3.4 se réécrit alors :

$$\begin{bmatrix} \omega_{0cell}^2(1 + k + \gamma_1) & -k\omega_{0cell}^2 & 0 & 0 & 0 \\ -k\omega_{0cell}^2 & \omega_{0cell}^2(1 + 2k) & -k\omega_{0cell}^2 & 0 & 0 \\ 0 & -k\omega_{0cell}^2 & \omega_{0cell}^2(1 + 2k) & -k\omega_{0cell}^2 & 0 \\ 0 & 0 & -k\omega_{0cell}^2 & \omega_{0cell}^2(1 + 2k) & -k\omega_{0cell}^2 \\ 0 & 0 & 0 & -k\omega_{0cell}^2 & \omega_{0cell}^2(1 + k + \gamma_2) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ 1 \\ -1 \\ 1 \end{bmatrix} = \Omega_\pi^2 \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ 1 \\ -1 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (3.6)$$

Et en développant les deux premières lignes et la dernière ligne de ce nouveau système on obtient :

$$\begin{cases} 1 + 2k + \gamma_1 = \left(\frac{\Omega_\pi}{\omega_0}\right)^2 \\ -1 - 4k = -\left(\frac{\Omega_\pi}{\omega_0}\right)^2 \\ \dots \\ 1 + 2k + \gamma_2 = \left(\frac{\Omega_\pi}{\omega_0}\right)^2 \end{cases} \implies \gamma_1 = 2k = \gamma_2 \quad (3.7)$$

Finalement, la matrice d'une cavité 5-cellules avec « le plat de champ » sur le mode accélérateur et dont la géométrie est quasi-symétrique (sauf au niveau des tubes faisceau où il faudra ajuster la forme des cellules externes pour garantir $\gamma_{1,2} = 2k$) s'écrit :

3. Comme on le verra par la suite, lorsqu'on optimise la forme d'une cellule, on cherche aussi à optimiser les valeurs de E_{peak}/E_{acc} , B_{peak}/E_{acc} , (r/Q) et G . Le compromis entre l'ensemble des paramètres ne se trouve généralement que dans une seule géométrie de cellule.

$$\begin{bmatrix} \omega_{0cell}^2(1+3k) & -k\omega_{0cell}^2 & 0 & 0 & 0 \\ -k\omega_{0cell}^2 & \omega_{0cell}^2(1+2k) & -k\omega_{0cell}^2 & 0 & 0 \\ 0 & -k\omega_{0cell}^2 & \omega_{0cell}^2(1+2k) & -k\omega_{0cell}^2 & 0 \\ 0 & 0 & -k\omega_{0cell}^2 & \omega_{0cell}^2(1+2k) & -k\omega_{0cell}^2 \\ 0 & 0 & 0 & -k\omega_{0cell}^2 & \omega_{0cell}^2(1+3k) \end{bmatrix} \quad (3.8)$$

Il est alors possible de montrer que cette matrice possède 5 valeurs propres qui correspondent aux 5 résonances sous lesquelles se déclinent le mode TM_{010} . Par conséquent, les 5 pulsations correspondant aux valeurs propres ($\Omega_{q\pi/5}^2$) de la matrice s'écrivent telles que :

$$\Omega_{q\pi/5} = \omega_{0cell} \sqrt{1 + K \left[1 - \cos\left(\frac{q\pi}{5}\right) \right]} \text{ avec } q = 1 \dots 5 \quad (3.9)$$

On retrouve ici, le facteur de couplage $K = 2k$, donné dans le Tableau 3.1, qui caractérise le couplage entre les cellules de la cavité. En regardant l'équation de dispersion 3.9, on constate que plus ce facteur sera élevé plus l'écart entre les modes $TM_{010-q\pi/5}$ sera grand. D'autre part, plus K sera grand plus le transfert d'énergie RF de cellule à cellule sera rapide. Ce point est important pour un fonctionnement en régime pulsé, mais il devient secondaire en régime continu.

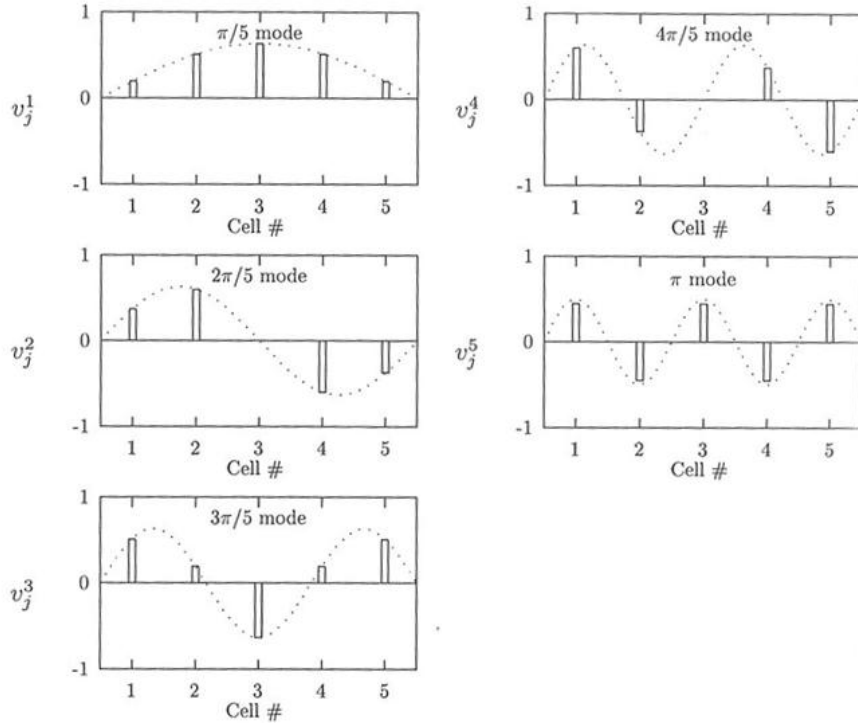


FIGURE 3.5 – Distributions des champs pour les 5 modes d'une cavité 5-cellules [56].

Les vecteurs propres associés donnent la répartition des champ E_z pour chaque résonance, ils sont représentés par la Figure 3.5. Pour le mode $\text{TM}_{010-q\pi/5}$ dans la $i^{\text{ème}}$ cellule, l'amplitude de E_z est telle que :

$$E_z \propto \sin \left(q\pi \left(\frac{2i-1}{10} \right) \right) \quad (3.10)$$

3.2.3 Enjeux de conception

Dans cette partie on a présenté le fait qu'assembler plusieurs cellules qui résonnent sur le mode TM_{010} résulte en une cavité, dont les résonances associées, à ce mode (TM_{010}), se déclinent en autant de « sous-modes » qu'il y a de cellules. Pour une cavité N-cellules, on note $\text{TM}_{010-q\pi/N}$ le $q^{\text{ème}}$ de ces modes.

Dans notre cas $N = 5$, les répartitions des champs électriques pour les 5 modes $\text{TM}_{010-q\pi/N}$ sont illustrées par la Figure 3.6. Le cinquième de ces modes, « le mode π », est le mode accélérateur. Afin d'assurer le « plat de champ » sur ce mode, il faut que toutes les cellules prises individuellement résonnent à la même fréquence, en « mode π » :

- Pour les cellules internes : $\omega_{\pi\text{cell}} = \omega_{0\text{cell}} \sqrt{1+4k} = \Omega_\pi$
- Pour les cellules externes : $\omega_{\pi\text{cell}} = \omega_{0\text{cell}} \sqrt{1+2k+\gamma} = \Omega_\pi$

En conclusion, pour obtenir « le plat de champ », il est commode de choisir un design de demi-cellule et de le dupliquer, pour obtenir le nombre de cellules souhaité. Toutefois, les deux demi-cellules externes sont reliées aux tubes faisceaux dont l'ouverture est variable. Comme on va le voir par la suite, les formes de ces demi-cellules doivent être adaptées afin d'assurer la condition $\gamma_{1,2} = 2k$.

Concernant le calcul des paramètres caractéristiques le traitement de la cavité multi-cellules se fait exactement de la même façon que celui d'une cavité avec un seul « gap » accélérateur.

Toutefois, les attributs d'une cavité mono-cellule ou multi-cellules diffèrent en certains points. Dans le cas d'une cavité N-cellules, la longueur accélératrice est N fois plus grande, ainsi que l'énergie stockée, W , et la puissance dissipée dans les parois, P_{cav} , pour atteindre le même champ accélérateur que dans une mono-cellule. D'ailleurs, on a vu sur la Figure 3.2 que le champ accélérateur n'évolue pas de la même manière en fonction de β que ce soit pour une cavité mono-cellule ou une multi-cellules : l'acceptance en énergie est réduite en même temps que le nombre de cellules augmente.

Par contre, d'après 2.33, le facteur de qualité Q_0 ne dépend pas du nombre de cellules, tandis que le (r/Q) sera lui N fois plus élevé (d'après sa définition en 2.39). Ainsi dans notre cas où l'on souhaite $(r/Q) = 145$ à β_g , il faudra pour chacune des cellules que $(r/Q)_{\text{cell}} \approx 145/5 = 29$.

C'est donc en tenant compte de toutes ces données que l'on a établi la géométrie des cellules internes de la cavité, ainsi que celles des deux demi-cellules externes, et ceci pour

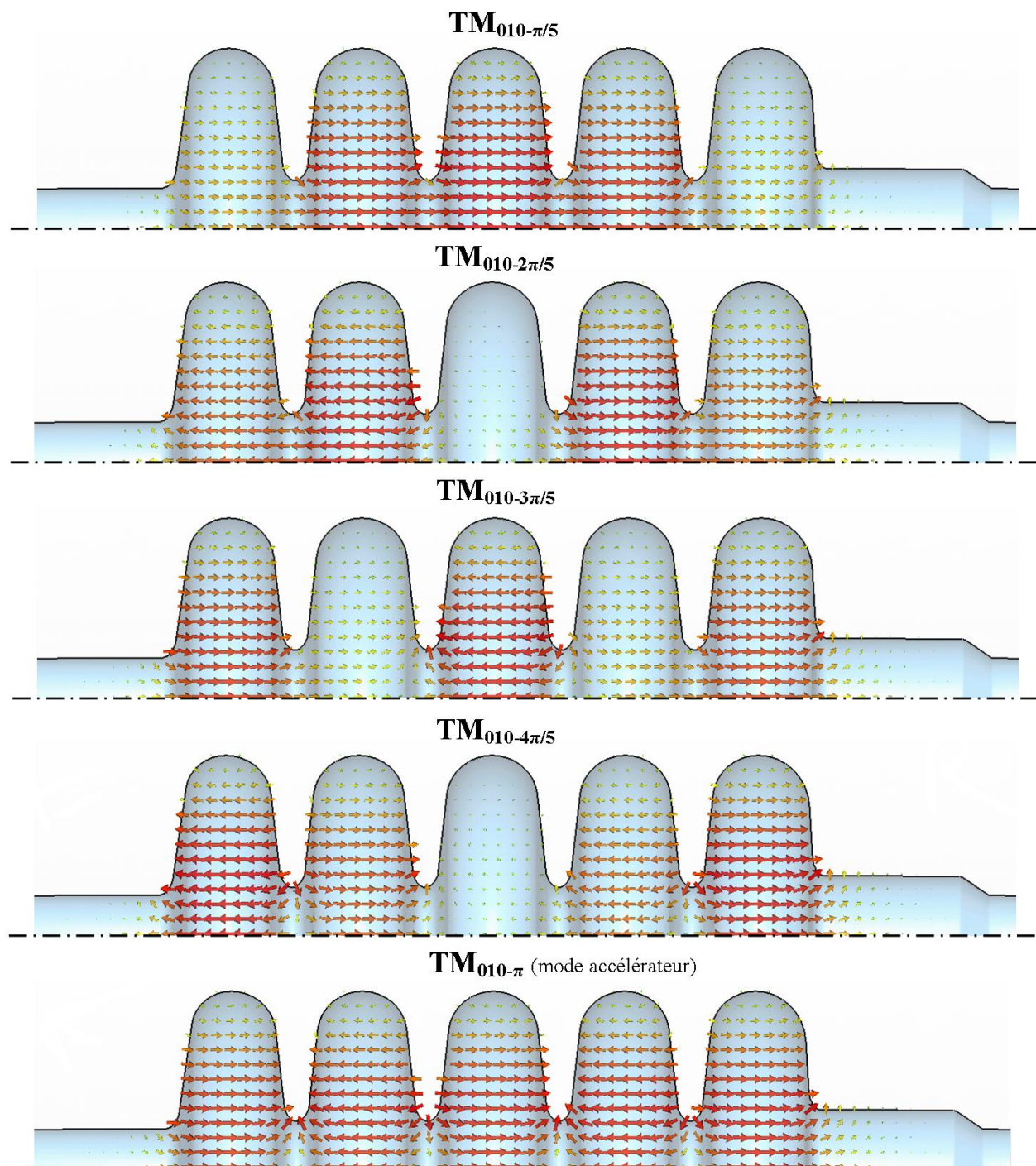


FIGURE 3.6 – Allures des champs électriques pour les cinq premiers modes de résonance d'une cavité 5-cellules.

répondre aux besoins énoncés dans le Tableau 3.1.

3.3 Etude RF et optimisation des cellules

Dans les paragraphes suivants, on présentera la méthode utilisée pour l'optimisation de la cavité. Cette étude menée, et achevée au cours de l'année 2010, a été effectuée au sein d'un travail d'équipe pour aboutir à un design mécanique de la cavité.

Le travail réalisé au cours de cette thèse a porté sur l'étude de la géométrie de l'enveloppe interne de la cavité et de son influence sur les paramètres RF. On expliquera donc comment on a optimisé les paramètres HF des cellules internes et des demi-cellules externes, en utilisant le logiciel de calcul 2D SUPERFISH [84], pour aboutir à un premier design de cavité 5-cellules $\beta_g = 0,65$.

3.3.1 Design des cellules internes

Paramétrisation de la géométrie

La géométrie d'une cavité elliptique peut être définie par de très nombreux paramètres, qui peuvent s'influencer les uns par rapport aux autres. Il convient alors de choisir une paramétrisation efficace afin d'aboutir, de la façon la plus méthodique, à un design optimum des cellules.

Les cavités elliptiques sont des éléments très répandus et l'étude de leur design n'est pas nouveau. Pour notre étude, on a donc adopté une paramétrisation « classique », présentée par la Figure 3.7, faisant intervenir sept grandeurs. Sur cette figure on ne fait apparaître qu'une demi-cellule, la cellule entière est obtenue par symétrie.

Les paramètres qui définissent de façon unique la géométrie de la demi-cellule sont :

- L , la longueur de la cellule accélératrice.
- R_b , le rayon d'ouverture de la cellule au niveau de l'iris.
- α , l'angle qui caractérise l'inclinaison de la paroi de la cellule.
- $Q_1 = B/A$, le rapport entre les deux rayons de l'ellipse qui définit l'équateur de la cellule.
- $q_2 = b/a$, le rapport entre les deux rayons de l'ellipse qui définit l'iris de la cellule.
- d , qui définit la position selon l'axe z de la paroi de la cellule. Ce paramètre influe notamment sur les points de tangence de la paroi par rapport aux deux ellipses.
- R , le rayon de la cavité.

Ce sont ces sept grandeurs que l'on a ajusté afin d'optimiser les paramètres électromagnétiques que sont le (r/Q) , B_{peak}/E_{acc} , E_{peak}/E_{acc} , K et G tout en s'assurant que la cellule

aura une rigidité mécanique acceptable (angle α pas trop faible) et que cette cellule résonne bien, en « mode π », à 704,4 MHz⁴.

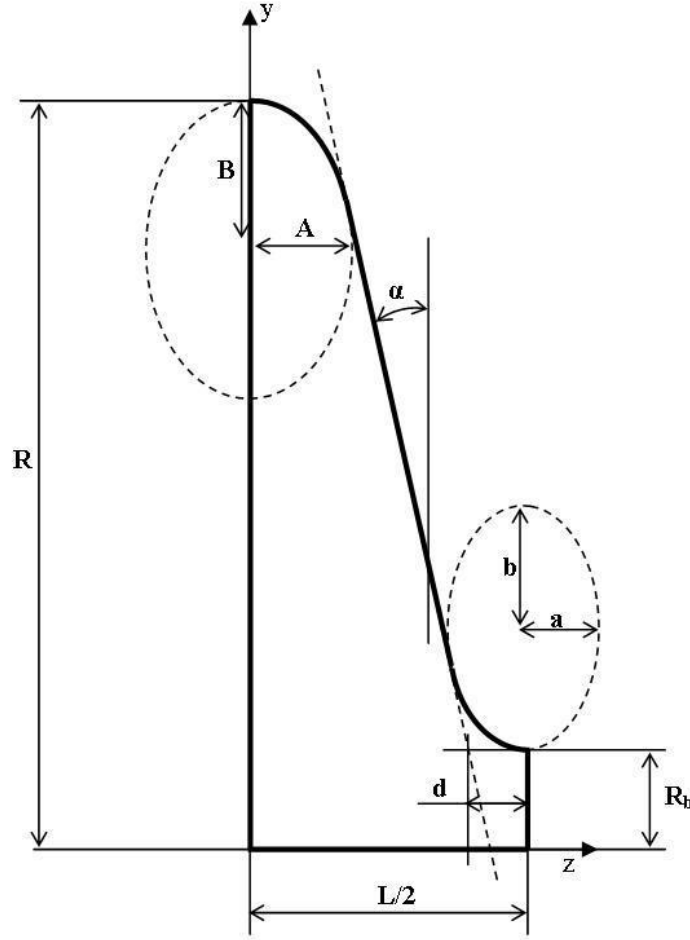


FIGURE 3.7 – Paramétrisation géométrique d'une demi-cellule.

Méthode, code de calcul et maillage

La méthode employée pour l'optimisation de la cavité est une méthode itérative qui vise à ajuster chacun des paramètres géométriques, à tour de rôle, jusqu'à obtenir les performances HF souhaitées. La modification d'une des grandeurs géométriques induit automatiquement un changement de la fréquence de résonance. On a donc utilisé le rayon de la cellule, R , comme « paramètre libre » afin de réajuster à chaque fois la fréquence de résonance.

Par exemple, on souhaite étudier l'influence de R_b . On change donc le rayon de l'iris de 1 mm, la fréquence de résonance f_0 est donc modifiée. On réajuste la valeur de R afin de ramener cette valeur à 704,4 MHz et ensuite on regarde les valeurs de (r/Q) , B_{peak}/E_{acc} ,

4. Cette fréquence de résonance est établie dans la cas où l'on considère que la cellule est couplée à deux autres cellules, ce qui est modélisé sur la Figure 3.4 par des capacités $C_k/2$. Dans le cas d'une simulation électromagnétique cela revient à imposer une « condition magnétique » : la composante tangentielle du champ magnétique est nulle au niveau de l'iris, $H_t = 0$.

E_{peak}/E_{acc} , K et G . Ainsi on fait varier la valeur de R_b , jusqu'à ce qu'on trouve le meilleur compromis pour les paramètres RF. Puis on modifie une autre grandeur géométrique, et ainsi de suite.

Justement, afin de calculer les paramètres RF, il faut déterminer la répartition des champs électromagnétiques dans l'enceinte de la cavité pour le mode $TM_{010-\pi}$. Ceci n'est pas calculable analytiquement pour une cavité elliptique, comme dans le cas d'une cavité « pill-box », l'utilisation de code de calcul s'avère donc indispensable. Pour cela on a utilisé le code SUPERFISH [84] qui résout les équations de Maxwell dans le domaine fréquentiel, par la méthode des différences finies. SUPERFISH est un code à deux dimensions qui permet seulement de traiter des cavités qui possèdent une symétrie de révolution (cf. Figure 3.8) .

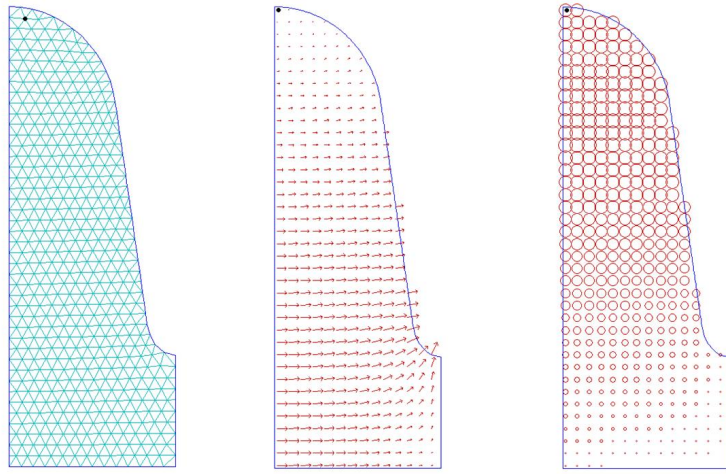


FIGURE 3.8 – Allure du maillage, du champ électrique et du champ magnétique dans une demi-cellule, avec SUPERFISH (pour le mode $TM_{010-\pi}$).

A partir d'un contour de cavité donné, le code génère un maillage triangulaire. Plus ce maillages est dense plus le temps de calcul est long, ce qui n'est plus vraiment gênant de nos jours pour les codes 2D. Par contre pour les codes 3D qui demandent beaucoup plus de ressources informatiques ceci peut s'avérer un facteur limitant lorsqu'on souhaite notamment une bonne précision sur le calcul de la fréquence (cf. *Partie 3.4.2*).

Comme on le verra un peu plus loin, on a aussi utilisé le code 3D CST Microwave Studio[®], qui nous a permis de vérifier la validité des calculs réalisés avec SUPERFISH ainsi que d'étudier le couplage externe. En effet, lorsqu'on met en place le port coupleur sur la cavité, la symétrie de révolution est brisée et on n'a pas d'autre choix que d'utiliser un code tridimensionnel.

Toutefois pour l'étude géométrique sans port coupleur, SUPERFISH suffit et son utilisation a été rendue d'autant plus conviviale que l'on a utilisé le programme « Build Cavity » [85], développé à l'INFN Milano, qui permet de générer facilement certains fichiers de calculs et automatise une partie des routines d'optimisation.

Mais avant de se lancer dans ces calculs d'optimisation, il faut choisir judicieusement la

taille moyenne des mailles élémentaires utilisée pour discrétiser la structure, et ceci afin d'assurer une bonne cohérence des résultats.

Pour cela on a pris comme référence à notre étude une cellule interne de la cavité « bêta 0,65 » dont le design de référence a été effectué dans [86]. Cette cellule, nous a non seulement servi de point de départ pour l'étude des caractéristiques RF, mais elle a d'abord été utilisée pour déterminer la taille du maillage triangulaire. Pour cela on a fait varier la taille moyenne des mailles élémentaires tout en observant la convergence des différents paramètres HF, comme l'illustre la Figure 3.9.

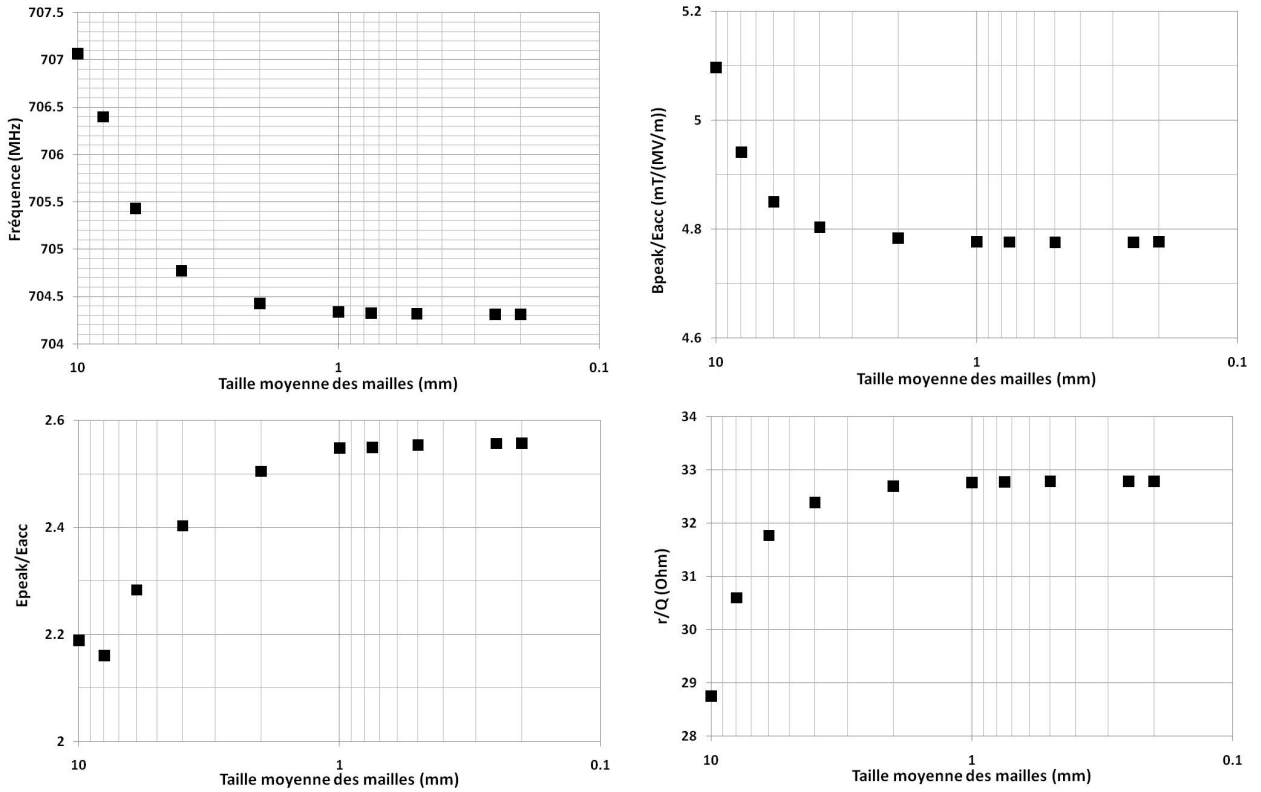


FIGURE 3.9 – Evolutions des paramètres RF en fonction du maillage.

On constate donc qu'au fur et à mesure que la taille des mailles diminue, les valeurs des différents paramètres RF convergent. Il faut aussi noter que plus le maillage est fin, plus le calcul est long. Cependant, avec les machines actuelles, le temps de calcul reste raisonnable : pour une maille de 0,2 mm le calcul dure environ 3 minutes. Mais comme on peut le constater sur la Figure 3.9 une maille de 1 mm suffit, et le temps de calcul est considérablement réduit (quelques secondes), ce qui permet de rendre le travail plus efficace, tout en gardant un calcul cohérent.

Afin d'optimiser les différents paramètres géométriques, on a donc réalisé une succession de simulations électromagnétiques sur une demi-cellule, avec un maillage de 1 mm. Les paramètres géométriques agissent différemment et parfois même de manière antagoniste sur les

caractéristiques RF. Le choix de la géométrie de la cellule est donc une affaire de compromis, comme nous allons le résumer dans les paragraphes suivants .

Longueur de cellule, L

La longueur d'une cellule accélératrice est dictée par la gamme d'énergie des particules qu'elle doit accélérer. Comme présenté dans le Chapitre 2, cette longueur est ainsi fixée par la formule 2.32, ce qui pour une cellule où l'on souhaite avoir un $\beta_g = 0,65$ donne :

$$L = 138 \text{ mm}$$

Rayon d'ouverture de l'iris, R_b

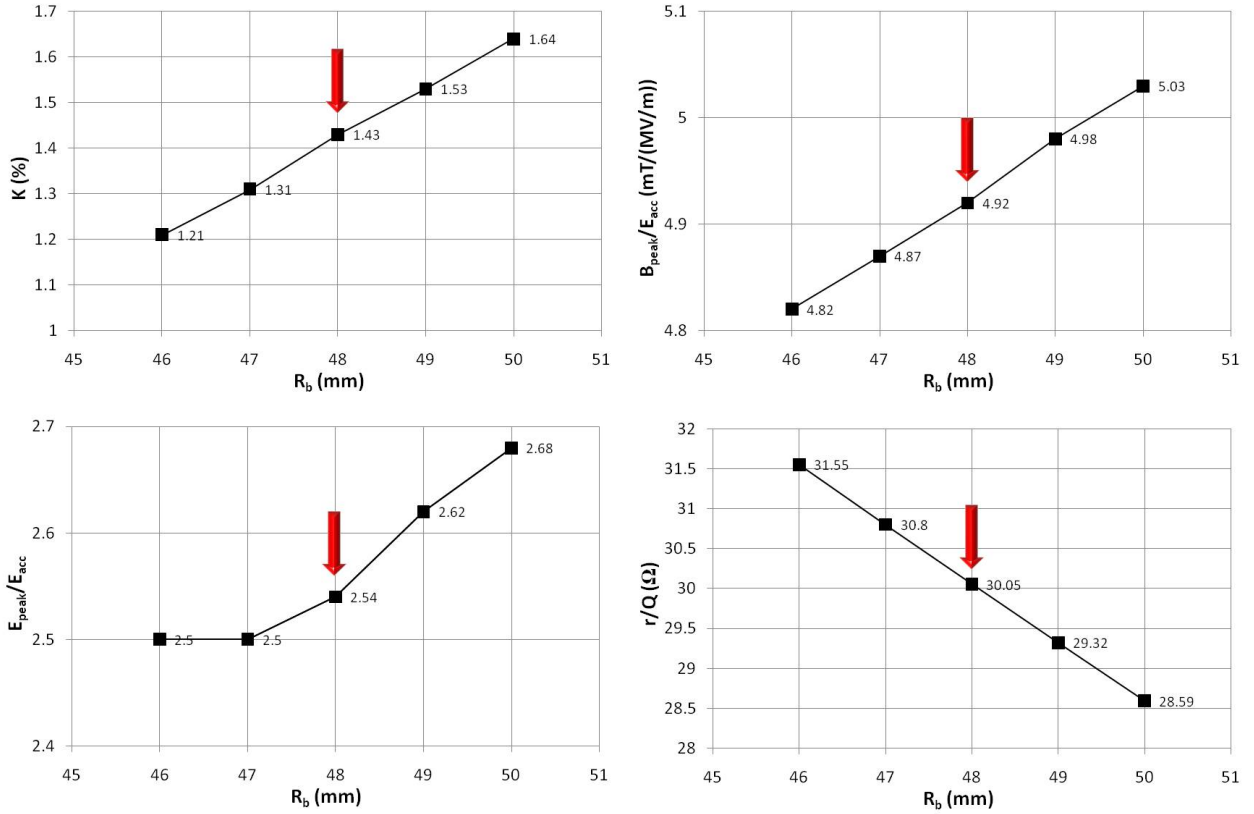


FIGURE 3.10 – Evolutions de K , E_{peak}/E_{acc} , B_{peak}/E_{acc} , (r/Q) en fonction de L (pour une cellule où $\beta_g = 0,65$ et $f_0 = 704,4$ MHz avec $L = 138$ mm, $\alpha = 6^\circ$, $d = 12$ mm, $Q_1 = 0,95$, $q_2 = 1,65$).

Comme on peut le constater sur la Figure 3.10, une augmentation du rayon de l'iris induit une dégradation des performances RF de la cellule. En particulier, on remarque que plus R_b est grand et plus le (r/Q) diminue en même temps que E_{peak}/E_{acc} et B_{peak}/E_{acc} augmentent dangereusement. Ajoutons, qu'ici le facteur géométrique G n'est que très peu influencé par les variations de R_b (non représenté sur la Figure 3.10).

Ainsi, afin de ne pas trop dégrader les performances de la cellule pour le mode accélérateur il convient de minimiser la taille du rayon de l'iris. Toutefois, on ne peut le choisir trop faible pour plusieurs raisons :

- la première, certainement la plus importante dans notre cas, est la valeur du facteur de couplage K . La condition requise est qu'il se trouve à une valeur d'environ 1,5%. Ceci facilite les procédures de réglage de « plat de champ », réduit le temps de charge de la cavité et garantit un bon isolement des modes. En effet, on voit avec la formule 3.9 que plus K est grand plus l'écart entre les modes est important. Néanmoins, cet aspect ne devrait pas poser de problème car le couplage pour SPL est de l'ordre de 1.10^6 et la largeur de bande du mode $TM_{010-\pi}$ sera alors de l'ordre de 600 Hz, ce qui est largement inférieur à l'écart entre les modes $TM_{010-4\pi/5}$ et $TM_{010-\pi}$: $\sim 1\text{MHz}$.
- Une valeur de R_b élevée permet aussi de favoriser l'extraction des modes supérieurs et de minimiser le risque de les exciter, qui est d'autant plus grand que le (r/Q) est élevé. Dans le cas du SPL, où le fonctionnement est pulsé cet argument est important, alors que pour une machine CW, comme le linac de MYRRHA, ce point est de moindre importance car le risque de HOM est faible [17] [87].
- Enfin, il faut remarquer qu'une valeur trop faible de R_b accroît les risques d'activation de la structure par le halo du faisceau. Une telle activation peut notamment engendrer des effets d'émission de champs néfaste qui peuvent fortement dégrader les performances supraconductrices de la cavité, ce qui aura un impact direct sur la fiabilité de l'accélérateur.

C'est donc en tenant compte de l'ensemble de ces considérations que l'on a choisi une ouverture d'iris relativement importante :

$$R_b = 48 \text{ mm}$$

Inclinaison de la paroi, α

Sur la Figure 3.11 on remarque qu'une augmentation de l'angle de la paroi, α , implique :

- une diminution du facteur de couplage K ,
- une dégradation du (r/Q) ,
- une amélioration de E_{peak}/E_{acc} qui s'oppose à une nette augmentation du rapport B_{peak}/E_{acc} .

En termes de performances RF, il faut donc trouver un compromis. On possède une certaine marge sur la valeur de B_{peak}/E_{acc} ($(B_{peak}/E_{acc})_{MAX} = 5,2 \text{ mT/MV/m}$), et donc, afin de minimiser encore un peu plus E_{peak}/E_{acc} , la tendance aurait été d'augmenter α . Mais en augmentant α , on dégrade trop le (r/Q) .

A ce compromis, il faut aussi ajouter quelques considérations mécaniques. En effet, il apparaît que plus l'angle α est faible, moins la stabilité mécanique est bonne. Dans cette étude qui visait surtout l'optimisation des paramètres RF de la cavité, on a simplement veillé à ne pas prendre une paroi de cavité trop inclinée. D'après l'expérience, cette valeur limite se situe autour de 5° , elle permet de garantir une bonne efficacité du traitement chimique et

du rinçage haute pression de la cavité.

Toutefois, il est possible de rigidifier la cavité à l'aide d'anneaux de renforts [88], ce qui rend encore moins sensible le choix du paramètre α . Et finalement, au regard de tous ces éléments, une valeur acceptable pour l'inclinaison de la paroi est :

$$\alpha = 6^\circ$$

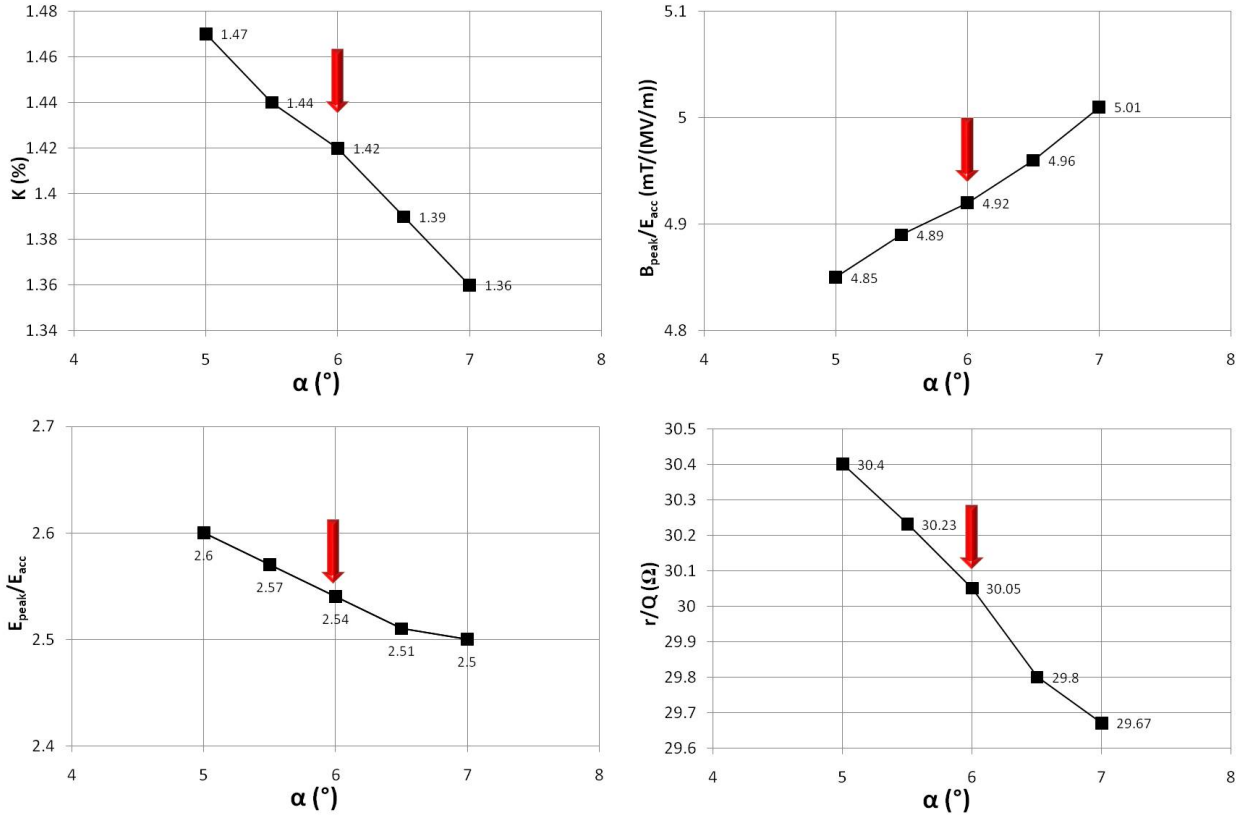


FIGURE 3.11 – Evolutions de K , E_{peak}/E_{acc} , B_{peak}/E_{acc} , (r/Q) en fonction de α (pour une cellule où $\beta_g = 0,65$ et $f_0 = 704,4$ MHz avec $L = 138$ mm, $R_b = 48$ mm, $d = 12$ mm, $Q_1 = 0,95$, $q_2 = 1,65$).

Distance de la paroi, d

Tout comme pour l'angle d'inclinaison de la paroi α , le choix de d est une affaire de compromis. En effet, comme le montre la Figure 3.12, plus on augmente la valeur de d , plus le couplage inter-cellule K diminue, ce que l'on ne souhaite pas. On remarque aussi que le facteur géométrique G et B_{peak}/E_{acc} évoluent dans le mauvais sens.

Par opposition, lorsque d augmente, le rapport E_{peak}/E_{acc} s'améliore. Notons qu'il existe une valeur critique qui marque un changement de pente dans cette évolution et en dessous de laquelle le rapport E_{peak}/E_{acc} se dégrade significativement.

En ce qui concerne le (r/Q) , les variations sont très faibles et on a remarqué la présence d'un optimum très peu marqué (à $d = 10$ mm).

Au regard de ces résultats on a choisi une valeur de d de manière à garder une bonne marge sur les valeurs des champs « pics » de surface caractérisés par E_{peak}/E_{acc} et B_{peak}/E_{acc} , au détriment de la valeur de K , plus faible que 1,5%, et de la position du maximum sur le (r/Q) :

$$d = 12 \text{ mm}$$

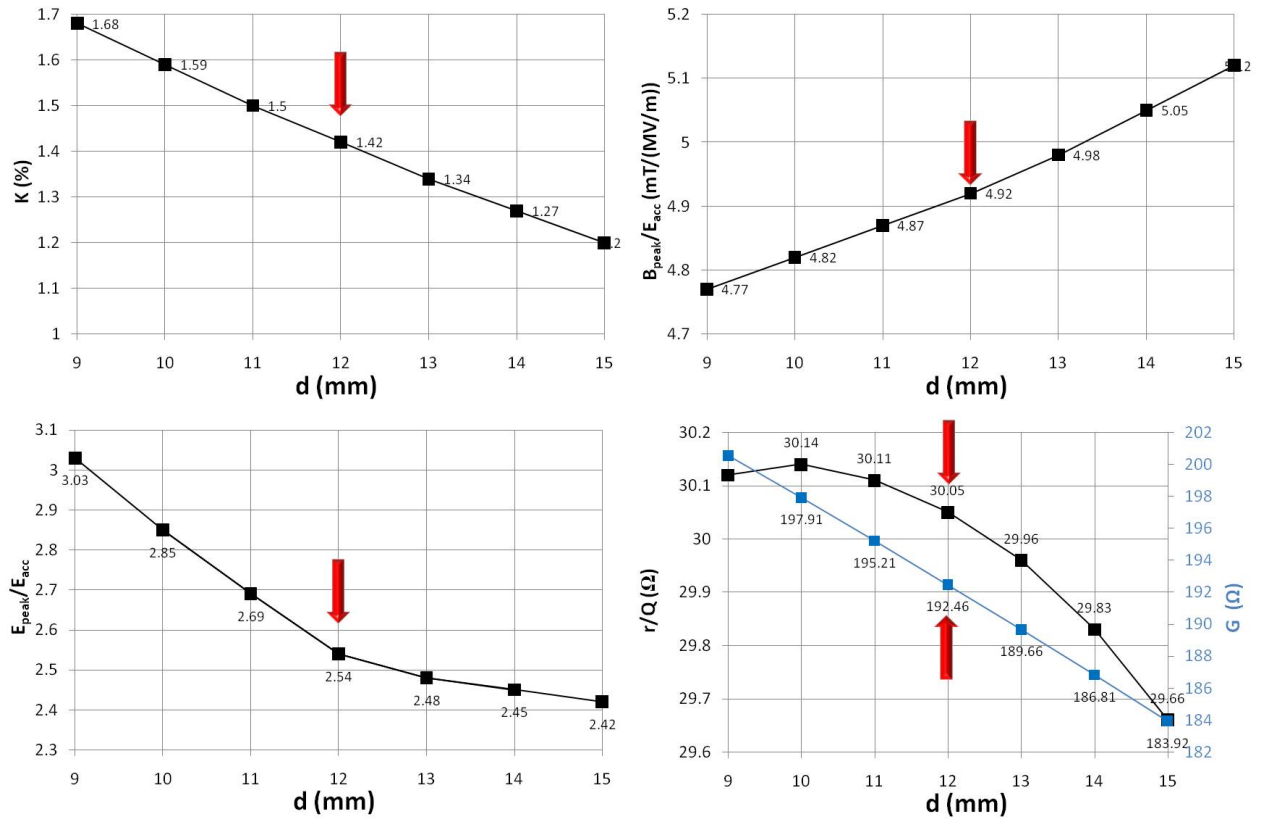


FIGURE 3.12 – Evolutions de K , E_{peak}/E_{acc} , B_{peak}/E_{acc} , (r/Q) et G en fonction de d (pour une cellule où $\beta_g = 0,65$ et $f_0 = 704,4$ MHz avec $L = 138$ mm, $R_b = 48$ mm, $\alpha = 6^\circ$, $Q_1 = 0,95$, $q_2 = 1,65$).

Rapports des rayons des ellipses Q_1 et q_2

Les rapports des ellipses Q_1 et q_2 n'ont pas une très grande influence sur les performances de la cellule accélératrice.

Le rapport des rayons de l'ellipse à l'équateur, $Q_1 = B/A$, n'a quasiment aucune influence sur le facteur K ainsi que sur la valeur de E_{peak}/E_{acc} .

Lorsque Q_1 augmente on constate une faible amélioration du rapport B_{peak}/E_{acc} ainsi qu'une très légère décroissance du (r/Q) . On note, toutefois, qu'il semble exister un optimum pour la valeur de G , bien que les variations ne soient que très peu marquées (cf. Figure 3.13).

En réalité, pour le choix de ce rapport, ce ne sont pas les critères liés aux performances RF qui dominent (excepté l'optimum sur G). Mais des études expérimentales ont notamment permis de dégager une tendance : plus le rapport Q_1 est proche de 1, moins la cavité est sensible au multipacting dans la zone équatoriale [17]. On aura donc plutôt tendance à choisir un profil circulaire ou quasi circulaire et ceci bien que les études mécaniques montrent une meilleure répartition des contraintes lorsque le profil est fortement elliptique, tel que $Q_1 > 1,5$.

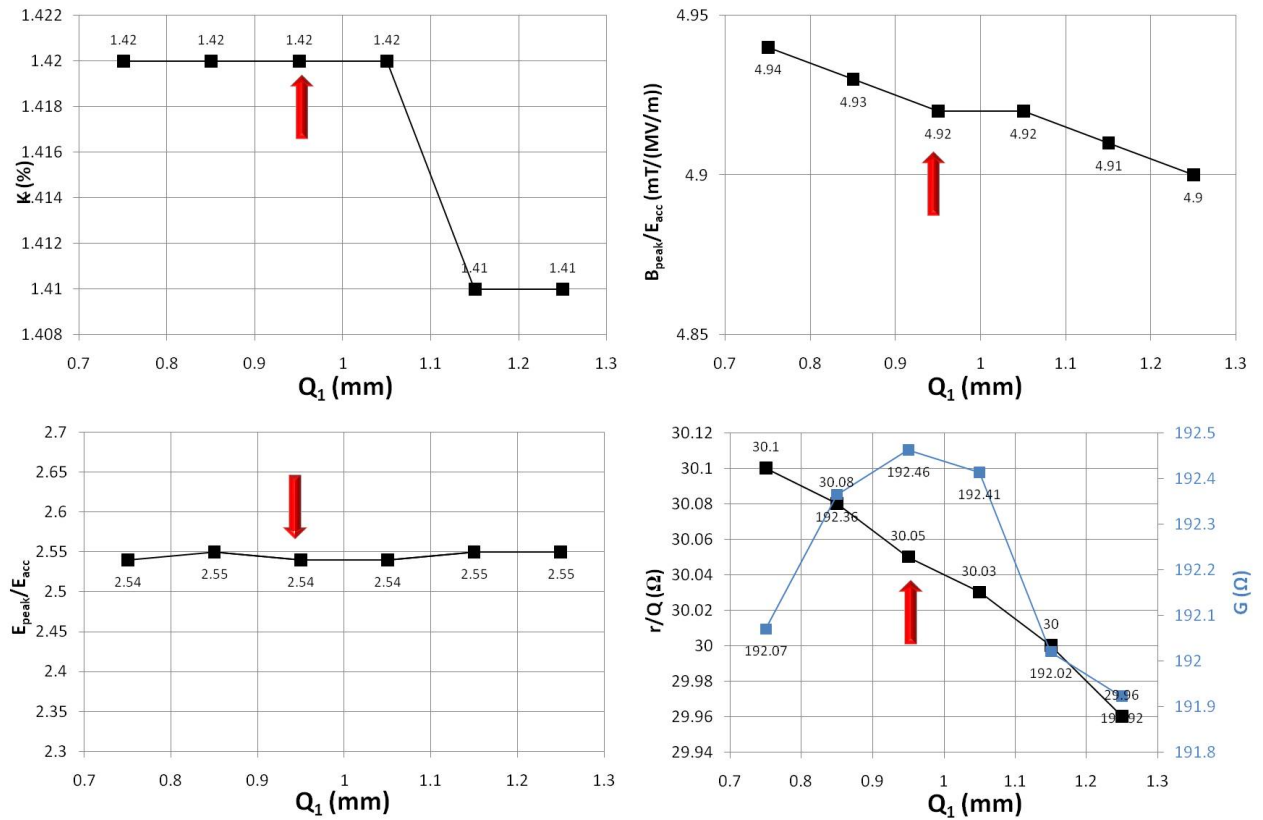


FIGURE 3.13 – Evolutions de K , E_{peak}/E_{acc} , B_{peak}/E_{acc} et (r/Q) en fonction de Q_1 (pour une cellule où $\beta_g = 0,65$ et $f_0 = 704,4$ MHz avec $L = 138$ mm, $R_b = 48$ mm, $\alpha = 6^\circ$, $d = 12$ mm, $q_2 = 1,65$).

Le rapport des rayons de l'ellipse au niveau de l'iris, $q_2 = b/a$, n'a lui aussi que peu d'influence sur les caractéristiques HF. Les variations de q_2 n'ont d'ailleurs aucune influence sur le paramètre géométrique G de la cellule. On remarque tout de même, que lorsqu'on joue avec la forme de la cellule à proximité de l'iris, on change le couplage K , ainsi que la répartition des champs de surface. Sur la Figure 3.14, on peut constater une faible variation de B_{peak}/E_{acc} en fonction de q_2 , et surtout la présence d'un optimum sur la valeur de E_{peak}/E_{acc} (ce qui n'est pas forcément étonnant car c'est dans la zone proche de l'iris que se trouvent

les champs électriques de surface les plus élevés).

En conclusion, c'est donc en prenant en compte les différentes caractéristiques présentées sur les Figures 3.13 et 3.14 que l'on a choisit les valeurs des rapports des rayons des ellipses, telles que :

$$Q_1 = 0,95$$

$$q_2 = 1,65$$

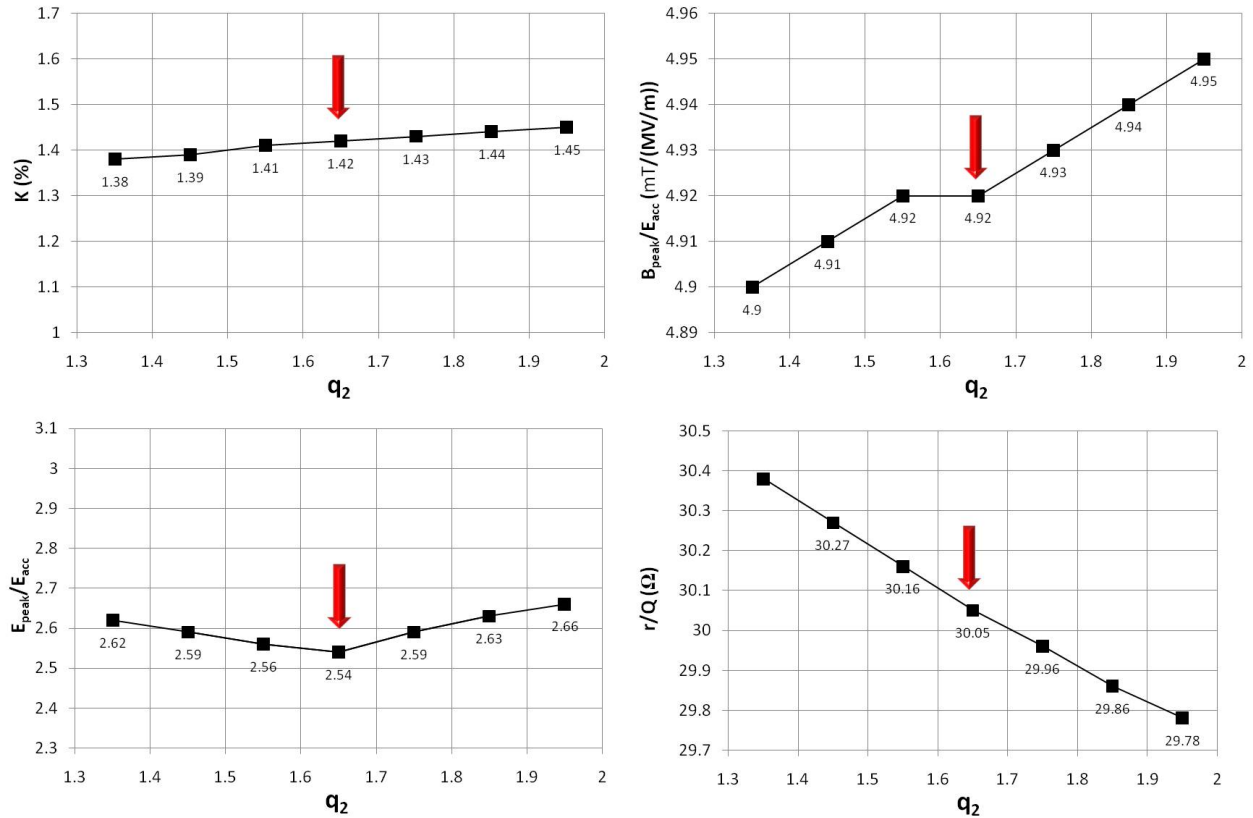


FIGURE 3.14 – Evolutions de K , E_{peak}/E_{acc} , B_{peak}/E_{acc} et (r/Q) en fonction de q_2 (pour une cellule où $\beta_g = 0,65$ et $f_0 = 704,4$ MHz avec $L = 138$ mm, $R_b = 48$ mm, $\alpha = 6^\circ$, $d = 12$ mm, $Q_1 = 0,95$).

Bilan sur l'optimisation des cellules internes

Le Tableau 3.2 fait le bilan sur le design des cellules internes de la cavité. Dans ce tableau on fait apparaître les rayons des grands axes (b, B) et des petits axes (a, A) des ellipses. Ces rayons se calculent à l'aide d'un peu de géométrie euclidienne en fonction des sept paramètres géométriques de référence.

On compare ici la géométrie que l'on a utilisée comme point de départ pour l'étude, qui est en fait le design de référence pour les cavités « bêta 0,65 » de l'accélérateur MYRRHA,

au design auquel on a abouti au cours de l'optimisation pour les cavités de SPL. On constate alors que pour augmenter le couplage inter-cellules K , il a fallu augmenter le rayon de l'iris R_b . Ceci a pour conséquence de diminuer le (r/Q) et d'augmenter les champs de surface. Au cours de l'étude on a choisi de garder une certaine marge par rapports aux limites sur les champs de surface. En effet, le souhait de fonctionner à 19 MV/m ($\beta_g = 0,65$) est assez ambitieux au regard des performances connues sur les cavités elliptiques utilisées pour l'accélération de protons (cf. Figure 5.3). Ainsi, en minimisant notamment la valeur $E_{peakMax}$, on espère limiter les phénomènes d'émissions de champs pour pouvoir atteindre de très hauts gradients accélérateur.

La valeur de E_{peak}/E_{acc} est, en effet, difficilement minimisable à l'aide d'autres paramètres géométriques que R_b . On a donc fait le choix de ne pas trop ouvrir l'iris, et c'est pour cela que l'on a abouti à une valeur K inférieure à 1,5 %. Puis lorsqu'on a fait varier les autres grandeurs géométriques, on a toujours pris garde à ne pas augmenter ce rapports (E_{peak}/E_{acc}), ainsi que B_{peak}/E_{acc} , ce qui s'est fait au détriment de la valeur du (r/Q) .

TABLEAU 3.2 – Caractéristiques des cellules internes : le design de départ correspond à celui établit dans [17] pour les cavités de l'accélérateur de MYRRHA et le design optimisé est celui auquel on a abouti pour répondre aux critères de SPL.

Paramètres géométriques	Design de départ	Design optimisé
β_g	0,658	0,65
Longueur, L (mm)	140	138
Rayon iris, R_b (mm)	45	48
Inclinaison paroi, α ($^\circ$)	8,5	6
Position paroi, d (mm)	10	12
Ellipse équateur, $Q_1 = B/A$	1	0,95
A (mm)	45,1	47,1
B (mm)	45,1	44,75
Ellipse iris, $q_2 = b/a$	1,3	1,65
a (mm)	12,1	14,3
b (mm)	15,8	23,5
Rayon cellule, R (mm)	186,4	184,7
Caractéristiques RF @ $\beta = \beta_g$		
E_{peak}/E_{acc}	2,53	2,54
B_{peak}/E_{acc} (mT/MV/m)	4,78	4,92
K (%)	1,10	1,42
(r/Q) (Ω)	32,75	30,05
G (Ω)	188,6	192,5
Fréquence calculée f_0 (MHz)	704,410	704,400

En conclusion, on peut constater que pour une cavité multi-cellules elliptique, plus on augmente le couplage K , moins les autres caractéristiques RF seront bonnes. Dans notre cas, on a souhaité minimiser au mieux la valeur de E_{peak}/E_{acc} , sachant que pour les cellules externes cette caractéristique risque de se dégrader car l'ouverture de l'iris pour la connexion au tube faisceau doit être agrandie (en particulier du côté du coupleur de puissance).

3.3.2 Demi-cellules externes et cavité complète

Design des cellules externes

TABLEAU 3.3 – Caractéristiques des demi-cellules externes de la cavité.

Paramètres	Demi-cellule externe gauche	Demi-cellule externe droite
Longueur, L (mm)	138	138
Rayon iris, R_b (mm)	40	60
Inclinaison paroi, α ($^\circ$)	8,1	3,75
Position paroi, d (mm)	1,2	1,0
Ellipse équateur, $Q_1 = B/A$	0,95	1,05
A (mm)	41,62	54,46
B (mm)	39,53	57,18
Ellipse iris, $q_2 = b/a$	1,65	1,65
a (mm)	15,15	11,14
b (mm)	25,0	18,38
Rayon cellule, R (mm)	184,7	184,7
Longueur tube (mm)	150	170
Fréquence calculée f_0 (MHz)	704,395	704,399

Une fois que l'on a choisi la forme des huit demi-cellules internes de la cavité, il faut fixer la forme des deux demi-cellules externes sur lesquelles viennent se raccorder les tubes faisceau. Ceci imposent généralement une ouverture d'iris différente de celle des cellules internes. De plus, la forme des tubes impose un effet capacitif supplémentaire sur la cellule externe, ce qui change sa fréquence de résonance.

Comme on l'a exposé dans la *Partie 3.2.2*, il est indispensable que chaque cellule résonne à la même fréquence afin que « le plat de champ » soit garanti dans la cavité. Pour cela la géométrie des cellules externes a été légèrement modifiée et ceci en faisant attention à ne pas trop accroître les rapports E_{peak}/E_{acc} et B_{peak}/E_{acc} . Les caractéristiques géométriques de ces demi-cellules externes sont regroupées dans le Tableau 3.3 : la demi-cellule externe droite correspond au côté où se trouve le coupleur de puissance, tandis que celle de gauche sera seulement équipée d'un port plus petit (« pick-up ») pour la mesure de P_t .

Demi-cellule externe gauche : Pour cette demi-cellule, le diamètre du tube faisceau a été choisi pour répondre à un besoin lié à la fabrication de la cavité. En effet, afin de relier les cavités les unes aux autres dans l'accélérateur, il est nécessaire que celles-ci soit équipées de brides au bout des tubes faisceau. Il a été choisi et imposé que ces brides seront en « niobium-titane » au diamètre interne normalisé de 80 mm (du type XFEL). En conséquence on a proposé, pour ce design, de fixer le rayon de l'iris à 40 mm, ce qui permet notamment de minimiser les champs de surface.

La longueur du tube faisceau a été fixée à 150 mm, pour des raisons d'encombrement : il faut un espace suffisant pour souder le tank hélium sur le tube, mais il faut aussi prévoir suffisamment de place pour le port « pick-up » et l'ajout d'un port supplémentaire pour le

coupleur HOM⁵.

Si l'on se contente de reprendre la forme de la cellule interne en diminuant le rayon de l'iris on se rend compte que la fréquence de résonance de la cellule baisse à une valeur de 699,6 MHz. Pour compenser cette diminution de fréquence, on a joué sur l'angle d'inclinaison α de la paroi, afin de diminuer le volume « magnétique » de la cavité. En effet, d'après le théorème de Slater [89], on constate bien qu'une augmentation du volume de la cavité, δV , dans une zone de champ magnétique entraîne une diminution, δf , de sa fréquence de résonance f :

$$\frac{\delta f}{f} = \frac{1}{W} \int_{\delta V} (\epsilon_0 E^2 - \mu_0 H^2) dV \quad (3.11)$$

Pour cela on a augmenté l'angle d'inclinaison de la paroi jusqu'à une valeur de $8,1^\circ$, ce qui permet notamment d'améliorer la stabilité mécanique de cette cellule bien que le (r/Q) soit un peu diminué.

Demi-cellule externe droite : Pour la demi-cellule qui se trouve du côté du coupleur de puissance, il a fallu augmenter le diamètre de l'iris. On reviendra un peu plus loin dans ce chapitre sur l'étude du couplage (*Partie 3.4.2*), mais on retiendra qu'une étude électromagnétique a permis de fixer le diamètre du tube à une valeur de 120 mm, soit $R_b = 60$ mm. Ce choix a notamment été dicté par la taille du port coupleur, de diamètre 100 mm et aussi par le souhait de limiter la pénétration de l'antenne (conducteur interne du coupleur coaxial) dans la cavité pour éviter toute interaction avec le halo du faisceau. La longueur du tube a été fixée pour les mêmes raisons d'encombrement que précédemment (tank hélium, positionnement du port de puissance et d'un port HOM) à une valeur de 170 mm avant rétrécissement à un diamètre de 80 mm : soit une longueur totale de 190 mm.

L'optimisation de la cellule externe droite est réalisée sur la même base que pour la cellule de gauche. Cette fois-ci, en agrandissant le rayon de l'iris on a constaté que la fréquence de la cellule a augmenté : il faut donc diminuer le volume magnétique. On a donc été obligé de choisir une angle α plus abrupte. Afin de limiter le rapport E_{peak}/E_{acc} , il a aussi fallu augmenter le rapport d'ellipse à l'équateur, Q_1 , et modifier la position de la paroi, d .

Une fois la géométrie de cette dernière demi-cellule établie, l'ensemble des cellules qui composent la cavité ont été réunies afin de vérifier le « plat de champ » et d'évaluer les performances RF globales.

5. Un coupleur HOM est un coupleur qui permet d'extraire les modes de résonances intervenant à des fréquences supérieures au mode TM_{010} . Ces modes supérieurs ou HOM (pour « Higher Order Modes ») sont susceptibles d'être excités par le passage du faisceau dans la cavité et ils peuvent engendrer des instabilités dans l'accélérateur.

Performance de la cavité optimisée

Le Tableau 3.4 et la Figure 3.15 récapitulent les résultats obtenus durant l'étude d'optimisation des caractéristiques RF de la cavité 5-cellules « bêta 0,65 ».

TABLEAU 3.4 – Caractéristiques RF de la cavité 5-cellules $\beta_g = 0,65$ (1^{er} Design).

Caractéristiques RF	Pour, $\beta = \beta_g = 0,65$
Fréquence calculée, f_π (MHz)	704,408
E_{peak}/E_{acc}	2,56
B_{peak}/E_{acc} (mT/MV/m)	4,95
(r/Q) (Ω)	149,5
G (Ω)	194
$T(\beta_g)$	0,695
K (%)	1,44
Plat de champ (%)	~ 3

Tous les paramètres RF sont donnés pour une vitesse des particules de référence égales à $\beta_g = 0,65$. En comparaison des résultats obtenus pour la cellule interne de référence, on remarque que les valeurs des champs de surface augmentent très peu et ceci malgré une ouverture plus grande au niveau de l'iris coté coupleur. La valeur du (r/Q) répond, elle aussi, aux spécifications requises pour la cavité.

Pour le calcul du « plat de champ » on utilise la définition suivante :

$$Plat\ de\ champ = \frac{E_{cellMAX} - E_{cellMIN}}{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^5 E_{cell_i}} \times 100\% \quad (3.12)$$

où $E_{cellMAX}$ représente l'amplitude maximum de E_z développée par une des cellules et $E_{cellMIN}$ représente l'amplitude minimum de E_z développée par une autre des cellules. L'écart entre ces deux valeurs est alors comparé à la valeur moyenne sur les cinq amplitudes, E_{cell_i} , développées dans chacune des cinq cellules.

Les fréquences de toutes les cellules étant très proches les unes des autres on obtient un « plat de champ » de $\sim 3\%$.

Pour le calcul du facteur de couplage K , on a utilisé la formule de dispersion 3.9 avec les fréquences des 5 modes de résonances calculées par SUPERFISH :

- $TM_{010-\pi/5} : f_{010-\pi/5} = 695,4415$ MHz
- $TM_{010-2\pi/5} : f_{010-2\pi/5} = 697,935$ MHz
- $TM_{010-3\pi/5} : f_{010-3\pi/5} = 701,002$ MHz
- $TM_{010-4\pi/5} : f_{010-4\pi/5} = 703,4695$ MHz
- $TM_{010-\pi} : f_{010-\pi} = 704,408$ MHz

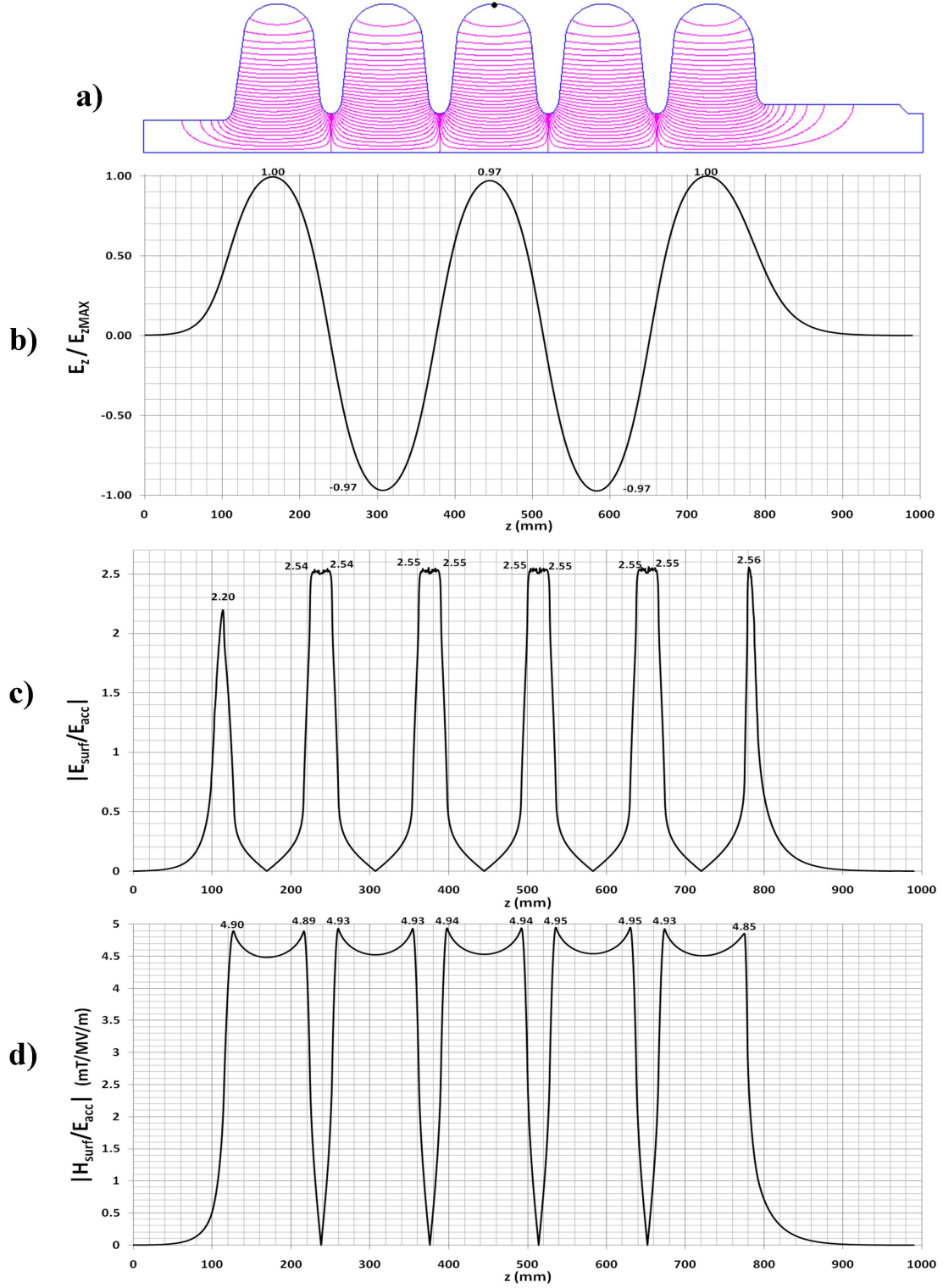


FIGURE 3.15 – Champs générés dans la cavité par le mode accélérateur $TM_{010-\pi}$: a) Répartition des champs dans la cavité symbolisés par les « isolignes » $r.H_\theta$; b) Champ électrique sur l'axe faisceau E_z normalisé à sa valeur maximum ; c) Champ électrique de surface normalisé au champ accélérateur ; d) Champ magnétique de surface normalisé au champ accélérateur.

Nous avons ici figé un premier Design de la cavité qui répond aux critères du Tableau 3.1. Lors de cette étude, on a notamment souhaité minimiser au maximum les champs « pics » de surface car la performance souhaitée, en terme de gradient accélérateur, est très ambitieuse.

Toutefois, ce Design n'a pas été retenu pour la réalisation d'un prototype. En effet, en parallèle de l'étude menée sur les cavité « bêta 0,65 » à l'IPNO, une étude similaire a été menée au CEA Saclay pour les cavités de la section accélératrice $\beta = 1$ de SPL.

Les deux prototypes de cavités fabriqués à partir de ces designs sont destinés à être testés dans le cryomodule de l'installation CRYHOLAB [90] au CEA Saclay. Il a donc été décidé d'uniformiser les design au niveau des tubes faisceau afin que le même coupleur de puissance [91] soit montable et utilisable sur les deux types de cavités. Ceci permet aussi d'uniformiser le design du tank hélium pour les deux cavités, et ainsi (pour la cavité $\beta_g = 0,65$) d'inclure le port coupleur à l'intérieur du Tank. L'insertion et le montage dans CRYHOLAB seront aussi fortement facilités.

Comme l'illustre la Figure 3.16, le design que l'on vient de proposer pour la cavité $\beta_g = 0,65$ ne permet pas son intégration mécanique dans le tank de la cavité $\beta = 1$. Pour cela, il a été choisi que la cavité « bêta 0,65 » aura les mêmes terminaisons (longueurs et diamètres des tubes faisceau) que celles de la cavité « bêta 1 ». En conséquence, ce choix nous a poussé à modifier le premier design de la cavité et à ré-optimiser les deux demi-cellules externes.

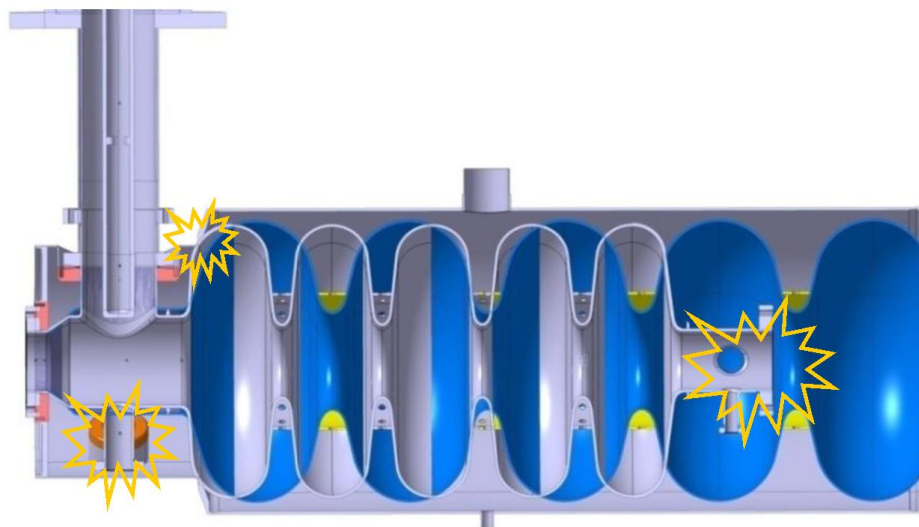


FIGURE 3.16 – Illustration montrant l'insertion de la cavité $\beta_g = 0,65$ dans le tank de la cavité $\beta = 1$. On constate qu'il est nécessaire de changer toute l'interface au niveau des tubes faisceau sinon le montage dans le tank est impossible. Le tank de la cavité 0,65 doit aussi être raccourci (à droite). (Source : Sébastien Rousselot, IPNO)

3.4 Second design et calcul du couplage

3.4.1 Résultats obtenus pour le 2nd design

Pour ce second design, les ouvertures des iris aux niveaux des tubes faisceau ont donc été agrandies, de chaque côté de la cavité.

Du côté gauche le rayon R_b passe d'une valeur de 40 mm à 60 mm, tandis que du côté du coupleur, R_b est agrandi de 10 mm. La géométrie des cellules externes a été modifiée en conséquence.

Leurs paramètres géométriques sont résumés dans le Tableau 3.5. En ce qui concerne les cellules internes, la géométrie a été conservée afin de maintenir le même couplage inter-cellules : $K \approx 1,45\%$.

TABLEAU 3.5 – Géométries des cellules pour le deuxième design de la cavité.

Paramètres	cellule externe gauche	cellules internes	cellule externe droite
Longueur, L (mm)	138	138	138
Rayon iris, R_b (mm)	65	48	70
Inclinaison paroi, α ($^\circ$)	5,6	6	5,1
Position paroi, d (mm)	9	12	9
Ellipse équateur, $Q_1 = B/A$	0,8	0,95	0,7
A (mm)	52,2	47,1	53,0
B (mm)	41,8	44,75	37,1
Ellipse iris, $q_2 = b/a$	1,8	1,65	2,0
a (mm)	10,7	14,3	10,7
b (mm)	19,3	23,5	21,5
Rayon cellule R (mm)	184,7	184,7	184,7
Longueur tube avant réduction (mm)	105		157
Longueur totale tube (mm)	155		213
Fréquence calculée f_0 (MHz)	704,398	704,400	704,399

L'ouverture des iris au niveau des tubes a un impact direct sur les performances RF de la cavité. Malgré la ré-optimisation de la forme des cellules externes le rapport E_{peak}/E_{acc} n'a pu être minimisé qu'à une valeur de 2,63 et ceci au détriment de B_{peak}/E_{acc} et du (r/Q) . Les caractéristiques HF de la cavité sont répertoriées dans le Tableau 3.6 et les répartitions des champs électromagnétiques de surface et du champ électrique sur l'axe faisceau sont données par la Figure 3.17.

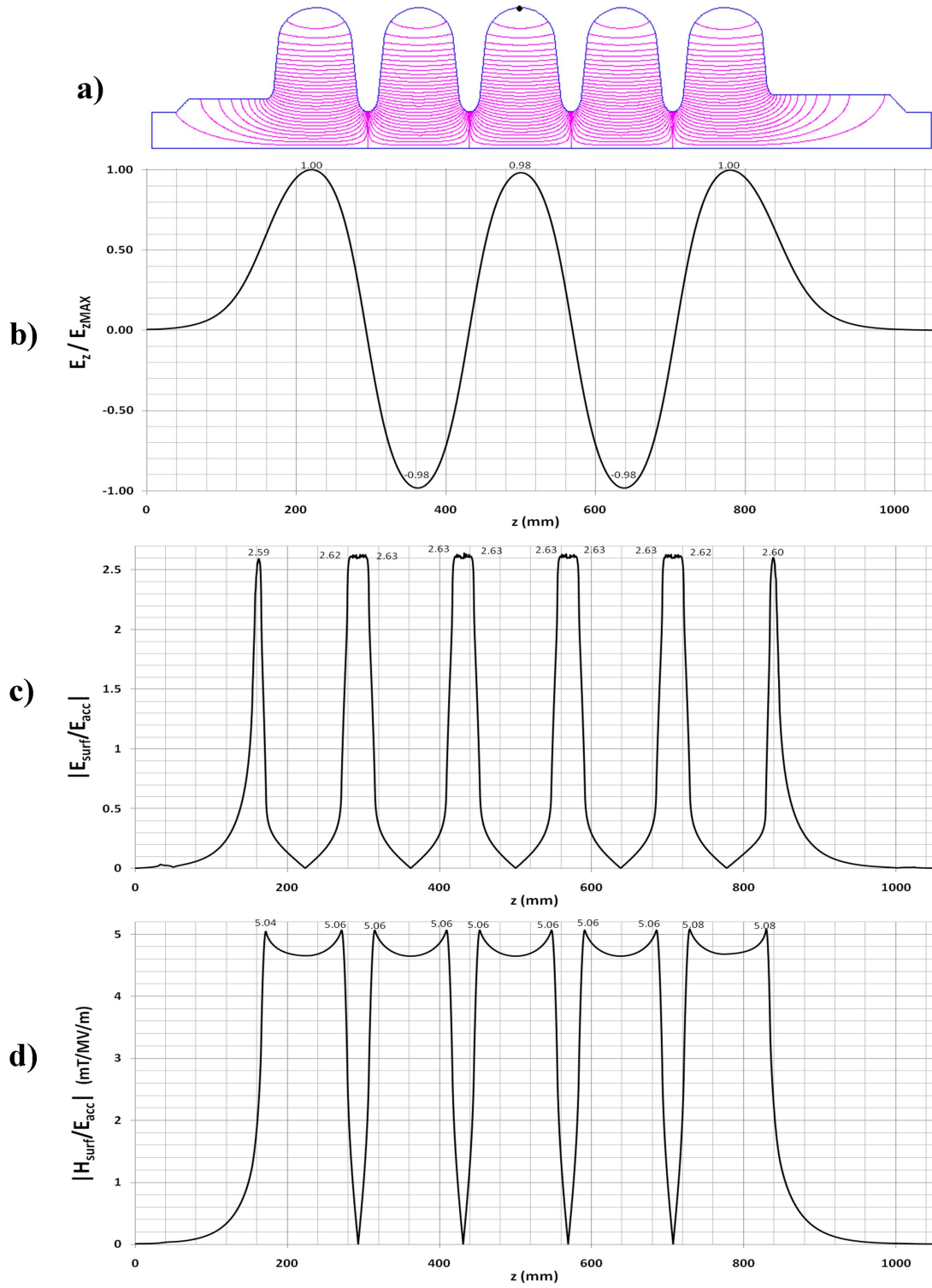


FIGURE 3.17 – Champs générés dans la cavité par le mode accélérateur $TM_{010-\pi}$: a) Répartition des champs dans la cavité symbolisés par les « isolignes » $r.H_\theta$; b) Champ électrique sur l'axe faisceau E_z normalisé à sa valeur maximum ; c) Champ électrique de surface normalisé au champ accélérateur ; d) Champ magnétique de surface normalisé au champ accélérateur.

Le « plat de champ » est calculé de la même façon que précédemment, ainsi que le paramètre K , en utilisant les nouveaux modes de résonances associés au mode TM_{010} :

- $TM_{010-\pi/5}$: $f_{010-\pi/5} = 695,485$ MHz
- $TM_{010-2\pi/5}$: $f_{010-2\pi/5} = 698,051$ MHz
- $TM_{010-3\pi/5}$: $f_{010-3\pi/5} = 701,116$ MHz
- $TM_{010-4\pi/5}$: $f_{010-4\pi/5} = 703,507$ MHz
- $TM_{010-\pi}$: $f_{010-\pi} = 704,398$ MHz

TABLEAU 3.6 – Caractéristiques RF de la cavité 5-cellules $\beta_g = 0,65$ (2^{nd} Design).

Caractéristiques RF	Pour, $\beta = \beta_g = 0,65$
Fréquence calculée f_π (MHz)	704,398
E_{peak}/E_{acc}	2,63
B_{peak}/E_{acc} (mT/MV/m)	5,08
(r/Q) (Ω)	137,5
G (Ω)	197
$T(\beta_g)$	0,652
K (%)	1,43
Plat de champ (%)	~ 2

Une fois ce second design établi à l'aide du code de calcul 2D, une nouvelle étude portant sur le couplage de la cavité a été menée. La méthode employée est résumée dans les paragraphes suivants.

3.4.2 Calcul du couplage

Pour le bon fonctionnement d'une cavité il est nécessaire de prévoir des interfaces qui permettent d'établir la liaison HF vers les systèmes de régulation et les amplificateurs. On l'a déjà évoqué précédemment, une cavité dispose en général de trois types de ports de couplage :

- Le premier, le plus fondamental, est le port de puissance, sur lequel vient se fixer le coupleur de puissance qui permet l'amenée de la puissance HF dans la cavité.
- Le second, généralement appelé port « pick-up », permet de prélever une partie du signal stocké dans la cavité pour fournir le signal de retour vers la boucle de régulation.
- Enfin, les « ports HOM » sont destinés à accueillir des coupleurs qui permettent d'évacuer la puissance générée par l'excitation des modes supérieurs lors du passage du faisceau. Ces ports sont généralement au nombre de deux, ils sont placés de chaque côté de la cavité et orientés de 120° afin de coupler tous les modes dipolaires. Ils accueillent des coupleurs qui agissent comme des filtres réjecteurs pour le mode fondamental [92].

Dans cette partie on présentera les résultats de l'étude, concernant le port de puissance pour le second design de la cavité, qui visait essentiellement à calculer la longueur de pénétration, dans le tube faisceau, de l'antenne du coupleur.

Spécifications pour le couplage incident

Afin d'optimiser le fonctionnement de la cavité, c'est à dire pour transmettre au mieux la puissance RF vers le faisceau, on peut montrer (cf. Chapitre 5, *Partie 5.2.2*) qu'il existe une valeur optimale du couplage externe sur la cavité. Pour une cavité supraconductrice, celui-ci est largement dominé par le couplage incident Q_i , c'est à dire par le couplage au niveau du port de puissance. Cette valeur optimale s'écrit alors en fonction du champ accélérateur auquel on souhaite travailler, E_{acc} , de la longueur accélératrice, L_{acc} , mais aussi des caractéristiques du faisceau, tel que son courant, I_{b0} , sa phase synchrone, ϕ_s , et d'un paramètre intrinsèque à la cavité, son (r/Q) :

$$Q_{ext_{opt}} = Q_{i_{opt}} = \frac{E_{acc} L_{acc}}{2(r/Q) I_{b0} \cos(\phi_s)} \quad (3.13)$$

Au regard de cette formule il faut tout de même noter que les valeurs de E_{acc} , (r/Q) et ϕ_s dépendent de la vitesse des particules et donc de la position de la cavité dans le linac. Ceci signifie que toutes les cavités de l'accélérateur ont un couplage optimal différent, ce qui impliquerait que chaque cavité ait sa propre interface coupleur/port de puissance (ou un coupleur variable). Ceci n'est toutefois pas envisageable et une étude, similaire à celle présentée dans l'Annexe D, doit être menée afin de fixer une valeur unique de couplage pour toutes les cavités de la section accélératrice.

Néanmoins, en première approximation, on peut se placer à $\beta = \beta_g = 0,65$, ce qui donne généralement une bonne idée de la valeur autour de laquelle devra se trouver Q_{ext} . Dans le cas de SPL, pour un courant faisceau de $I_0 = 40$ mA, on obtient⁶ :

$$- Q_{ext} \approx 1,2 \cdot 10^6, \text{ avec } L_{acc} = 0,69 \text{ m, } E_{acc} = 19 \text{ MV/m, } (r/Q) \approx 137,5 \Omega \text{ et } \phi_s = -15^\circ.$$

Afin d'atteindre un tel couplage, on peut jouer sur différents paramètres géométriques. En particulier, comme l'illustre la Figure 3.18, le rayon du tube faisceau, la position du port coupleur par rapport à la dernière cellule, le diamètre du port, le diamètre de l'antenne et la longueur de pénétration de cette antenne dans le tube faisceau.

Evaluer le couplage externe en faisant varier ces différents paramètres géométriques revient en fait à quantifier la puissance dissipée, P_{ant} , sur l'antenne du coupleur par le mode $TM_{010-\pi}$ en fonction de l'énergie stockée dans la cavité, W :

$$Q_{ext} = \frac{\omega_0 W}{P_{ant}} \quad (3.14)$$

Le coupleur de puissance a une configuration coaxiale, et estimer la valeur de P_{ant} est équivalent à estimer la puissance d'échange au niveau de la transition entre le guide coaxiale

6. Pour les cavités de la section « bêta 0,65 » de la machine MYRRHA cette valeur sera plutôt de $Q_{ext} \approx 5,6 \cdot 10^6$ avec $L_{acc} = 0,7$ m, $E_{acc} = 10$ MV/m, $(r/Q) \approx 160 \Omega$, $I_{b0} = 4$ mA et $\phi_s = -20^\circ$.

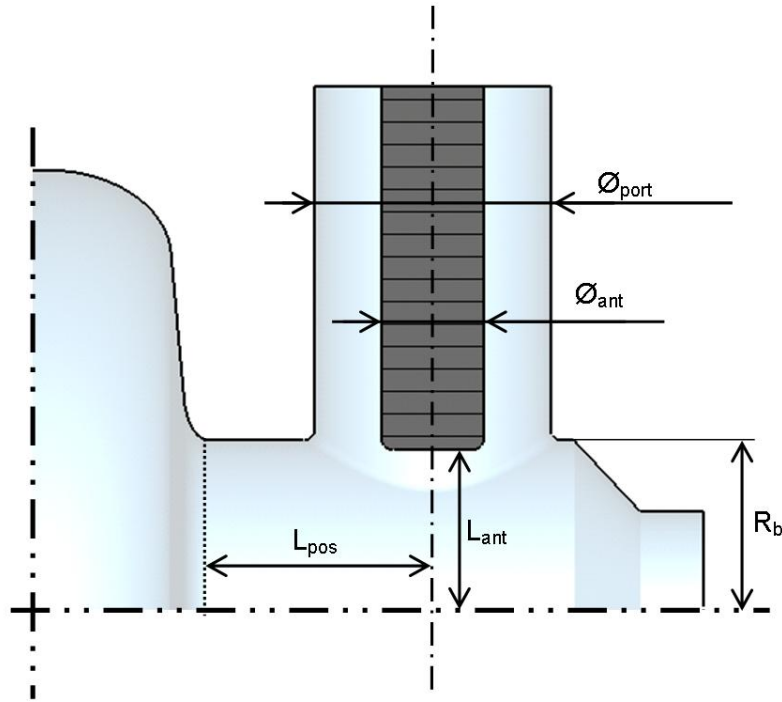


FIGURE 3.18 – Paramètres géométriques entrant en jeu pour la mise en place du port de puissance et de l'antenne du coupleur.

ou circule une onde TEM et la cavité où résonne l'onde TM. Cette puissance peut se calculer grâce au model du générateur équivalent, et dans le cas où l'on a une parfaite adaptation d'impédance entre la ligne coaxiale et le générateur on peut écrire [93] :

$$P_{ant} = \frac{1}{2} Z_c I_{ant}^2 = \frac{1}{2} Z_c \omega_0^2 \epsilon_0^2 \left(\int_{S_{ant}} \vec{E} \cdot d\vec{S} \right)^2 \quad (3.15)$$

I_{ant} , représente le courant induit sur la surface d'échange de l'antenne S_{ant} par le champ électrique E . Z_c est l'impédance de la ligne coaxiale qui s'exprime comme :

$$Z_c = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \ln \left(\frac{\varnothing_{port}}{\varnothing_{ant}} \right) \quad (3.16)$$

Dans notre cas, Z_c est choisie à la valeur standard de 50Ω . De plus, il est prévu d'utiliser un coupleur similaire à ceux développés sur l'expérience CRYHOLAB [91], ce qui impose un diamètre $\varnothing_{port} = 100$ mm, et par conséquent $\varnothing_{ant} = 43,48$ mm.

En étudiant la décroissance des champs dans le tube faisceau il est aussi possible d'estimer en première approche, la position du port coupleur et le rayon du tube faisceau R_b . Toutefois, dans notre cas, ces valeurs sont imposées par le fait que l'on souhaite avoir la même interface pour les cavités « bêta 0,65 » et « bêta 1 » ($L_{pos} = 97,5$ mm et $R_b = 70$ mm). Le seul paramètre libre pour l'étude du couplage reste donc la longueur de l'antenne.

Il est généralement compliqué de calculer analytiquement l'influence de la géométrie de l'antenne du coupleur. Il est toutefois possible, en utilisant un code 3D, de résoudre numéri-

quement les équations de Maxwell au niveau du port de couplage et d'en déduire la valeur de Q_{ext} . Pour cela, différentes méthodes, qui utilisaient notamment le code de calcul MAFIA, ont été développées et validées pour réaliser de tels calculs [94] [95]. A présent, le logiciel CST Microwave Studio® (CST MS) propose, lui aussi, un module de calcul pour évaluer le Q_{ext} sur des structures résonantes. Et, c'est avec cet outil que l'on a étudié l'influence de L_{ant} sur le couplage Q_{ext} , pour le second design de la cavité $\beta_g = 0,65$.

Méthode, code de calcul 3D et maillage

Afin d'évaluer le couplage externe de l'antenne du coupleur de puissance sur la cavité, la géométrie de la cavité avec son port coupleur a été reproduite dans CST Microwave studio®. Pour cette étude, on a utilisé le « solver » « Eigenmode » qui permet la résolution de problèmes électromagnétiques dans une structure résonante. Le maillage utilisé est parallélépipédique. Tout comme pour l'étude 2D, on a commencé par regarder l'influence de ce maillage sur les différents paramètres RF. La Figure 3.19 illustre l'évolution des principaux paramètres HF en fonction de la taille des mailles.

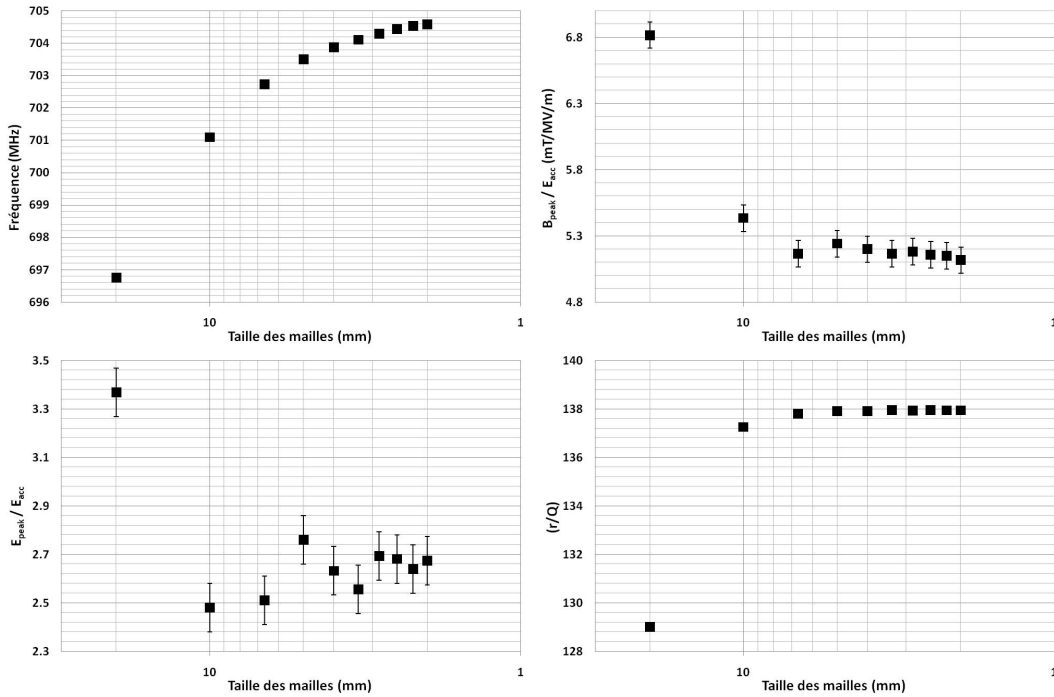


FIGURE 3.19 – Evolutions des principaux paramètres RF en fonction du maillage.

A partir de cette pré-étude on peut tout d'abord remarquer que l'on retrouve une valeur du (r/Q) tout à fait semblable aux résultats obtenus lors des calculs 2D. Les valeurs de E_{peak}/E_{acc} et B_{peak}/E_{acc} convergent, elles aussi, vers des valeurs similaires aux résultats des calculs 2D. A noter que ces résultats sont donnés avec des barres d'erreurs, car il est difficile de faire une lecture précise des champs de surface maximums donnés par Microwave Studio®. En effet, les cartes de champs, obtenues après calcul, présentent, aux abords de la

surface de la cavité, quelques « aberrations numériques » : les valeurs de E_{peak} et de B_{peak} sont alors difficiles à évaluer.

Enfin, on peut remarquer que la fréquence de résonance de la cavité est le paramètre qui converge le moins facilement en fonction du maillage. Il était cependant difficile d'obtenir un maillage plus fin. Comme le montre la courbe de la Figure 3.20 le nombre de mailles et le temps de calcul augmentent très rapidement en fonction de la finesse du maillage. Afin de limiter ces temps de calcul, on a donc choisi un maillage pour lequel les valeurs des champs électromagnétiques ne sont plus affectées, sachant que la fréquence calculée n'est pas une valeur « convergée ».

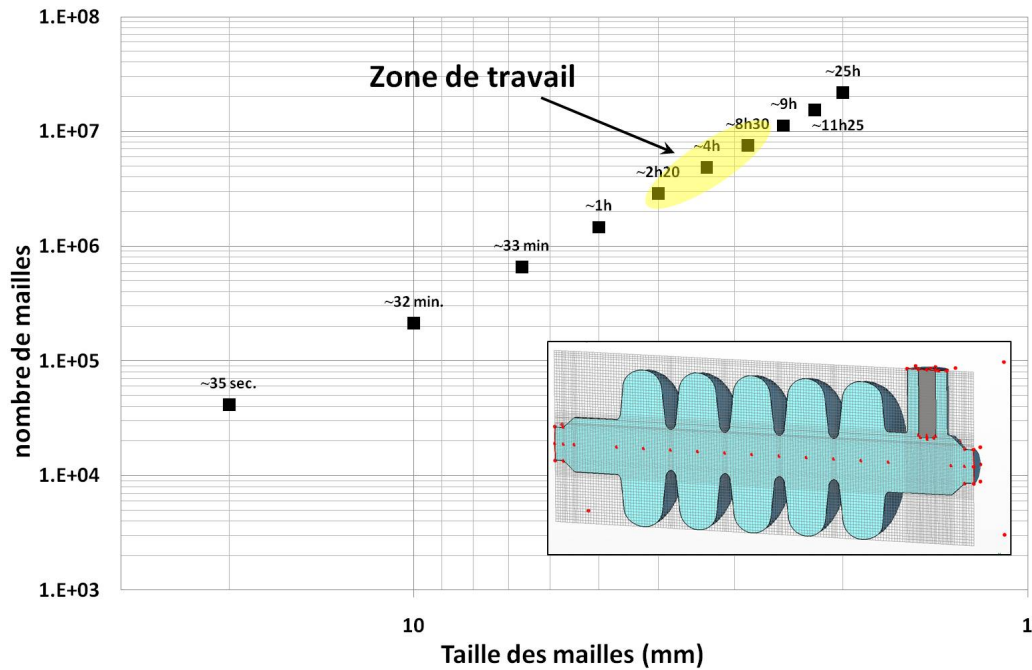


FIGURE 3.20 – Nombre de mailles et temps de calcul en fonction de la taille des mailles élémentaires.

La « zone de travail » a aussi été choisie de façon à ce que la taille du maillage n'affecte plus la valeur calculée du Q_{ext} . Ensuite, ce type de calcul a été reproduit pour différentes longueurs L_{ant} afin d'évaluer son influence sur le couplage.

Résultats de l'étude

La Figure 3.21 donne les résultats de l'étude 3D, où l'on a tracé les variations de Q_{ext} en fonction de L_{ant} . On constate que pour obtenir un couplage de l'ordre de $1,2 \cdot 10^6$ il faut que l'antenne pénètre de 8,3 mm dans le tube. On constate aussi qu'une erreur de 2 mm sur la longueur de l'antenne change le couplage d'environ 15% ce qui est généralement la limite acceptable (cf. Annexe D).

Il faut aussi noter, que lors de cette étude paramétrique, les valeurs de couplage sont automatiquement calculées par le « Solver » « Eigenmode » de Microwave Studio®. Cette

fonction apparait donc comme une « boîte noire » pour l'utilisateur du logiciel quant à la méthode utilisée pour réaliser ce calcul.

Toutefois, les résultats de la Figure 3.21 ont été vérifiés par une autre méthode, basée sur un calcul des effets transitoires dans la cavité. Le principe de ce calcul est présenté en Annexe C. Les résultats obtenus montrent une très bonne concordance avec les valeurs calculées « automatiquement » par le logiciel.

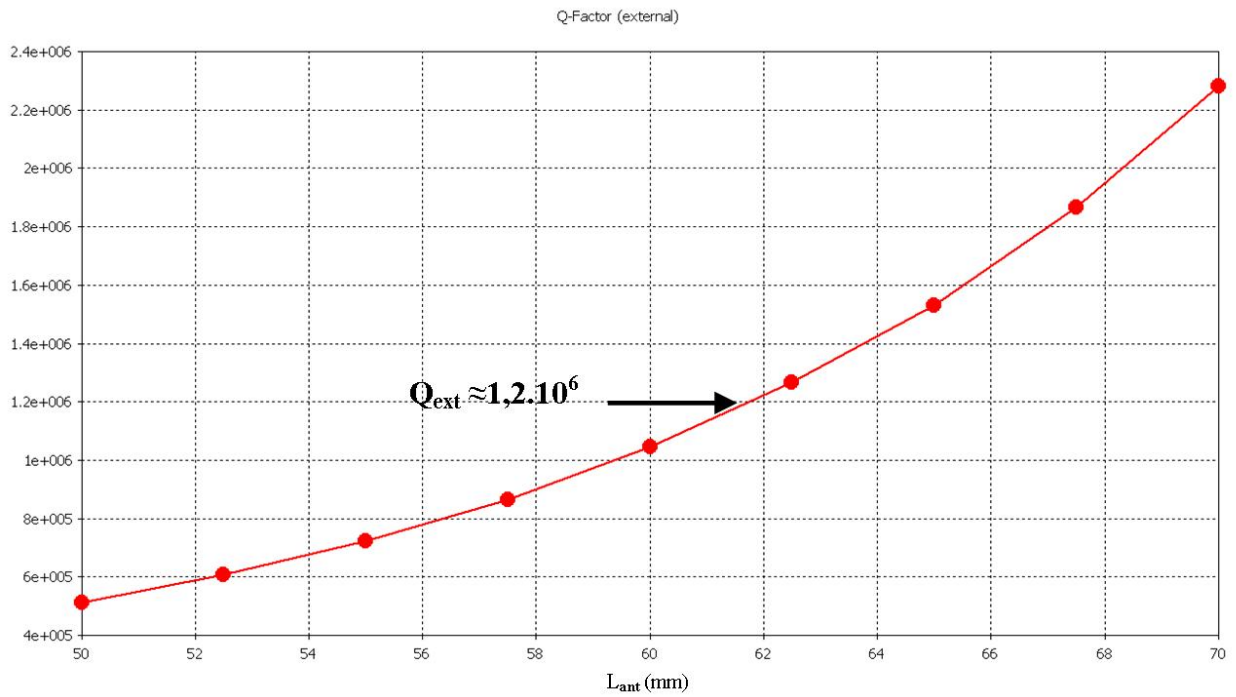


FIGURE 3.21 – Evolution du couplage incident sur la cavité en fonction de l'écart entre le bout de l'antenne et l'axe faisceau.

Enfin, comme le récapitule le Tableau 3.7 , on a pu constater une bonne corrélation des résultats entre cette étude 3D et les calculs menés avec SUPERFISH. On constate notamment que l'ajout du port de puissance ne semble pas perturber significativement les paramètres RF de la cavité.

Ainsi, la pertinence des résultats obtenus à l'aide de deux logiciels qui utilisent des maillages différents, et des méthodes de calcul différentes, a permis de confirmer le design RF de la cavité tout en calculant le couplage externe Q_{ext} .

TABLEAU 3.7 – Comparaison des résultats obtenus entre étude 2D (SUPERFISH) et étude 3D (CST MS). Ces résultats concernent le 2nd Design de la cavité et il sont donnés pour $\beta = \beta_g = 0,65$.

Caractéristiques RF	Etude 2D (sans coupleur)	Etude 3D (avec coupleur)	Remarques concernant les calculs avec CST MS
Fréquence calculée f_π (MHz)	704,398	$\sim 704,5$	Difficile à calculer car très sensible au maillage.
E_{peak}/E_{acc}	2,63	$2,5 \leq \dots \leq 2,7$	Champs de surface peu précis avec code 3D.
B_{peak}/E_{acc} (mT/MV/m)	5,08	$5,0 \leq \dots \leq 5,2$	Champs de surface peu précis avec code 3D.
(r/Q) (Ω)	137,5	138	/
G (Ω)	197	203	/
$T(\beta_g)$	0,652	0,66	/
K (%)	1,43	1,44	Cette valeur converge en même temps que les fréquences des 5 modes $TM_{010-q\pi/5}$, mais elle change peu pour des mailles < 4 mm.
Plat de champ (%)	~ 2	~ 3	/

3.5 Conclusion du chapitre et réalisation d'un prototype

3.5.1 Conclusion sur les deux designs RF

Dans ce chapitre on a présenté la méthode utilisée pour optimiser la forme d'une cavité elliptique 5-cellules et son couplage externe. Deux designs ont donc été proposés durant cette étude. La Figure 3.22 montre l'évolution des paramètres RF en fonction de l'énergie des protons accélérés pour ces deux cavités.

Il est alors intéressant de remarquer que les cavités atteignent leur performance optimale pour des vitesses de protons telles que $\beta > \beta_g$. Pour le premier design on a alors $\beta_{opt} = 0,69$ alors que pour le second design $\beta_{opt} = 0,705$.

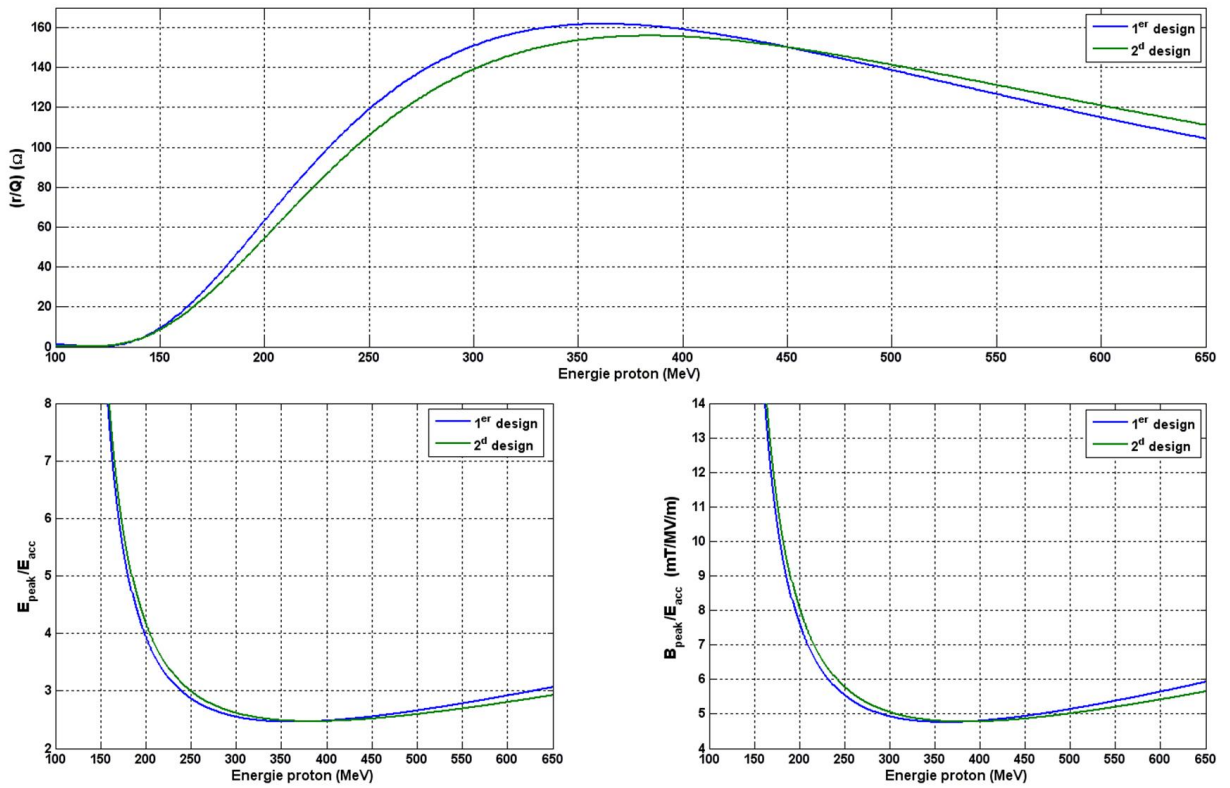


FIGURE 3.22 – Evolutions, pour les deux cavités « bêta 0,65 », des paramètres (r/Q) , E_{peak}/E_{acc} et B_{peak}/E_{acc} en fonction de l'énergie des protons incidents.

On constate aussi que le premier design est celui qui atteint les meilleures performances RF ((r/Q) le plus élevé et E_{peak}/E_{acc} et B_{peak}/E_{acc} les plus faibles). Ceci est dû au fait que les ouvertures au niveau des tubes faisceau ont volontairement été choisies les plus faibles possibles afin d'optimiser ces paramètres à $\beta = \beta_g$.

Le second design a, lui, des ouvertures plus grandes pour répondre aux contraintes d'encombrement mécanique imposées par l'uniformisation des designs des tanks hélium et ports coupleur entre cavité « bêta 1 » et « bêta 0,65 ».

Toutefois, on peut remarquer qu'au delà d'une certaine énergie cinétique des protons, c'est le second design de cavité qui devient le plus performant. C'est d'ailleurs ce design qui

a été choisi pour la fabrication d'un prototype.

3.5.2 Vers la réalisation d'une cavité prototype

Parallèlement à l'optimisation des paramètres RF de la cavité, l'étude de son comportement mécanique constitue une étape essentielle de sa réalisation. En effet, il est primordial d'assurer une bonne tenue mécanique de la cavité afin d'éviter toute déformation plastique, ce qui aurait un impact direct sur sa fréquence de résonance et ses performances d'accélération⁷.

Les cavités accélératrices supraconductrices sont faites en niobium dont la limite élastique⁸ dépend fortement de l'histoire et de la pureté du matériau. Pour les niobiums de haute pureté (RRR>250), cette limite est d'environ 70 MPa et elle peut même chuter jusqu'à 30 MPa après un recuit de purification à 1200°C⁹.

Il est donc essentiel, afin d'éviter toute déformation irréversible, que durant tout le fonctionnement de la cavité, la contrainte mécanique exercée sur le niobium ne dépasse jamais la limite d'élasticité.

Les principales sources de déformations et contraintes susceptible de perturber fortement la mécanique de la cavité et voir même d'atteindre la limite élastique sont :

- La pression exercée sur toute la surface externe de la cavité quand on fait le vide à l'intérieur : $\Delta P \sim 1 \text{ atm} \sim 1 \text{ bar}$.
- La pression exercée par le bain d'hélium dans lequel baignent les cavités. Les cavités étant sous vide, cette pression est de $\sim 1 \text{ bar}$ pour un bain d'hélium à 4,2 K et à une pression plus faible pour des bains en dessous de 1,8 K dans le cas de l'hélium superfluide ($\sim 16 \text{ mbar}$). Toutefois il faut noter que lors de la mise en froid il n'est pas rare d'observer des surpressions de quelques centaines de millibars dues au mélange liquide/gaz dans le tank de la cavité. Lors de mises en froid rapides, pour limiter au maximum « l'effet 100 K », de fortes surpression de 1 bar (soit un $\Delta P = 2 \text{ bars}$ sur la cavité) ont même été observées.
- Enfin une troisième source de perturbation mécanique importante est « la pression de radiation » due aux forces de Lorentz. Dans une cavité résonante, l'interaction entre les champs électromagnétiques et les courants de surface donne naissance à une force de Lorentz exercée sur la paroi intérieure de la cavité, et orientée perpendiculairement à celle-ci. Cette force est qualifiée par une pression appelée « pression de radiation », qui s'exprime comme :

$$P_{rad} = \frac{1}{4} (\mu_0 H_s^2 - \epsilon_0 E_s^2) \quad (3.17)$$

7. Dans le chapitre 4, on reviendra notamment sur l'influence de ces déformations plastiques en ce qui concerne le « plat de champ » d'une cavité elliptique 5-cellules.

8. La limite d'élasticité est la contrainte à partir de laquelle un matériau commence à se déformer de manière irréversible.

9. Il faut tout de même noter que la limite d'élasticité s'améliore sensiblement lorsque le niobium est porté aux températures cryogéniques (aux alentours 4K et en dessous) [96].

où E_s et H_s représentent les champs de surface à l'endroit où s'exerce cette pression. P_{rad} implique des contraintes mécaniques très faibles sur les parois de la cavité (de l'ordre de quelques MPa) qui ne sont pas en mesure de déformer plastiquement la cavité. Néanmoins, la déformation associée implique une variation de fréquence, Δf_L , de la cavité qui peut s'exprimer, d'après le théorème de Slater (cf. équation 3.11) comme :

$$\frac{\Delta f_L}{f} = \frac{1}{4W} \int_{\delta V} (\epsilon_0 E^2 - \mu_0 H^2) dV \quad (3.18)$$

Il apparaît qu'il existe une relation de proportionnalité entre Δf_L et le carré du champ accélérateur développé par la cavité E_{acc}^2 . Cette relation permet de caractériser le désaccord en fréquence par le coefficient de Lorentz, k_L (en Hz/(MV/m)²) :

$$\Delta f_L = -k_L \cdot E_{acc}^2 \quad (3.19)$$

Les cavités supraconductrices, de part leur facteur de qualité élevé, ont une bande passante très étroite ce qui les rend fortement sensibles à ce type de perturbation. Comme on le discutera dans le chapitre 5, de tels désaccords sur la fréquence de résonance de la cavité peuvent engendrer de fortes surconsommations de puissance, et même la saturation des amplificateurs RF ce qui peut fortement altérer le fonctionnement de l'accélérateur.

- Comme autre source de déformation plastique, il ne faut pas oublier toutes les manipulations auxquelles est soumise la cavité : préhension verticale lors des HPR et des traitements chimiques, procédure de soudure du tank, mise en place dans un cryomodule, réglage des systèmes d'accords, etc... Les contraintes auxquelles est soumise une cavité lors de ces manipulations sont assez aléatoires. Toutefois, il faut que la cavité soit suffisamment robuste pour résister à ces contraintes aléatoires. Notons que généralement, durant ce type de procédures, on prête attention à limiter les efforts sur les cavités, en particulier pour les cavités elliptiques qui sont relativement sensibles aux déformations avec leur structure « accordéon ».

En connaissance de ces principaux points, et afin de s'assurer que la cavité restera toujours dans son régime élastique, on se fixe comme limite que les contraintes ne devront pas dépasser 50 MPa lorsque les parois externes du résonateur sont soumise à une pression de 1,5 bars (pour du Niobium à 300K). De plus, on essayera dans la mesure du possible de minimiser le coefficient k_L , afin de réduire au maximum l'impact des forces de Lorentz.

Pour cela on joue sur l'épaisseur des parois en niobium de la cavité et l'on ajoute des systèmes de rigidification.

Une étude mécanique a donc été menée à l'IPN d'Orsay [97]. Elle a permis de déterminer qu'une épaisseur des parois de 4 mm est nécessaire afin de limiter les contraintes sur la cavité, de plus des anneaux de rigidification doivent être ajoutés entre chaque cellules. La position par rapport à l'axe faisceau de ces anneaux de renforts a été ajustée afin de minimiser le coefficient de Lorentz à une valeur optimale de $k_L = -1,6$ Hz/(MV/m)².

Une fois ces paramètres mécaniques fixés, la mise en plan et le design mécanique complet de la cavité (cf. Figure 3.23) a été réalisé en vue de lancer la fabrication de ce prototype dans le courant de l'année 2011.

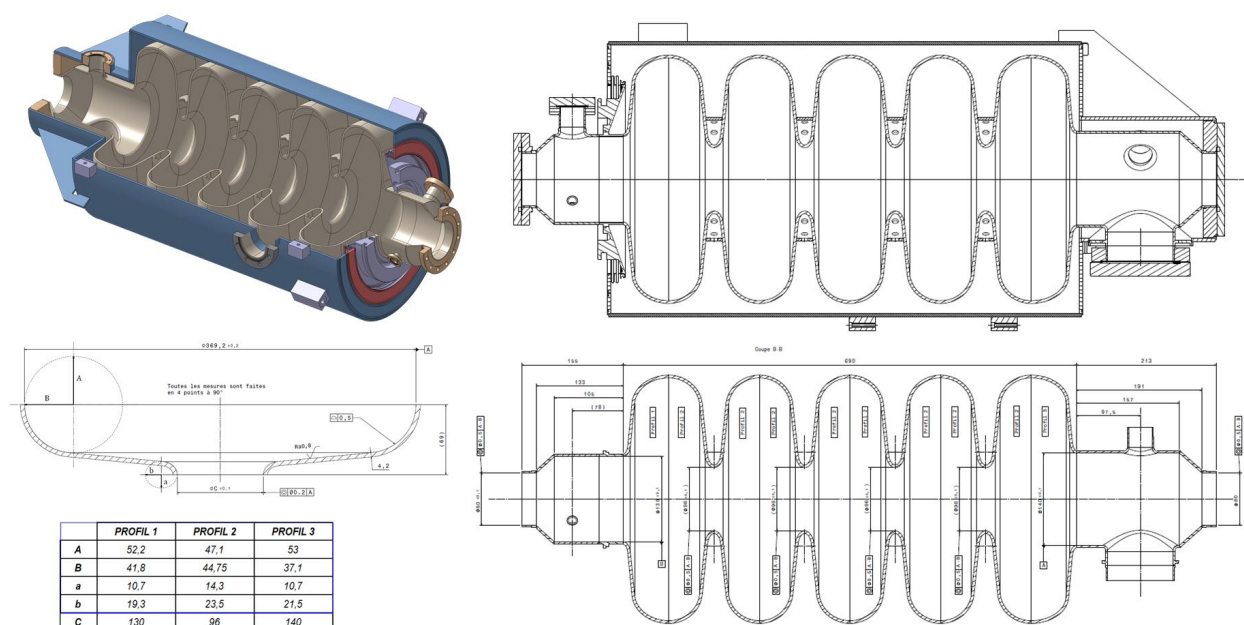


FIGURE 3.23 – Design final de la cavité « bêta 0,65 », vue en coupe et en perspective de la cavité équipée de son tank hélium et de ses anneaux de renfort (Source : Sébastien Rousselot, IPN Orsay).

3.5.3 Considérations finales

Dans ce chapitre on a discuté les différentes étapes qui conduisent à la fabrication d'une cavité accélératrice, en présentant l'étude d'optimisation des paramètres RF d'une cavité elliptique 5-cellules. On a ainsi mis en évidence les enjeux et compromis qu'il faut faire pour définir l'enveloppe interne d'une telle cavité. Dans cette conclusion, on a aussi brièvement abordé les points cruciaux intervenant dans le design mécanique de la cavité.

Toutefois de nombreuses autres études RF, mécaniques et cryogéniques sont nécessaires dans la mise au point d'un module accélérateur complet. En effet, pour garantir son bon fonctionnement, une cavité supraconductrice requière de nombreux autres éléments, en particulier :

- Le tank hélium entourant la cavité, qui est destiné à contenir l'hélium liquide nécessaire au refroidissement pour atteindre l'état supraconducteur.
- Le système d'accord, qui doit permettre d'ajuster la fréquence de résonance de la cavité de façon statique sur une centaine de kHz, mais aussi sa régulation dynamique à quelques Hz près afin de compenser les vibrations mécaniques néfastes, ainsi que le

désaccord en fréquence dû aux forces de Lorentz.

- La conception du coupleur de puissance, qui est très délicate, car cet élément doit assurer l'étanchéité entre l'air et le vide de la cavité tout en permettant le bon acheminement de la puissance RF dans le résonateur. Afin de conserver les propriétés supraconductrices de la cavité et de limiter la consommation d'hélium, il faut aussi que la charge thermique apportée par le coupleur soit la plus faible possible.
- La conception du cryomodule, qui outre les questions d'encombrement, d'isolement thermique, d'étanchéité, ou d'alignement, doit aussi limiter les vibrations mécaniques de la cavité qui peuvent perturber significativement sa fréquence de résonance RF.

Dans le cas de MYRRHA, ces éléments doivent être les plus robustes possible afin de minimiser les risques de panne de l'accélérateur. Pour cela la conception d'un cryomodule prototype a été entrepris afin d'étudier ses performances et sa fiabilité. Dans le chapitre suivant, on présentera les différentes étapes de l'études et de la conception de ce cryomodule 700 MHz qui accueille une cavité elliptique 5-cellules $\beta_g = 0,47$, équipée de son tank hélium et de son système d'accord.

Chapitre 4

Etudes sur le Cryomodule prototype 700 MHz pour l'accélérateur de MYRRHA



Le Cryomodule installé dans la fosse expérimentale à l'IPNO, lors de son premier test.

Bien que les caractéristiques requises pour l'accélérateur de MYRRHA soient très exigeantes (atteindre 600 MeV pour un faisceau de 4 mA), sa fiabilité demeure l'enjeu principal. Afin de répondre à ce critère, il est impératif de s'assurer que les éléments d'accélération supraconducteurs soient suffisamment robustes.

Une partie de cette robustesse repose sur le fait que l'on dispose de cavités accélératrices performantes, que l'on n'utilise pas forcément au maximum de leur capacité, afin de garder une marge de sécurité. Dans le chapitre précédent, on a mis en avant les principaux critères auxquels il faut prêter attention lors de la conception d'une cavité elliptique, afin d'optimiser ses performances. Une fois la cavité conçue, il est aussi indispensable de s'assurer de ses bonnes performances par le biais de tests expérimentaux.

Par ailleurs, la fiabilité de fonctionnement d'une cavité supraconductrice repose aussi sur la robustesse des éléments qui l'entourent et en particulier sur celle de son coupleur de puissance, de son système d'accord, de son enceinte cryogénique et de la source RF qui l'alimente. Afin d'étudier la fiabilité d'un tel instrument, un cryomodule prototype, destiné à accueillir une cavité elliptique 5-cellules « bêta 0,47 », a été fabriqué et installé au cours de l'année 2010 à l'IPN d'Orsay.

Ce dispositif expérimental a pour but de servir de banc de test pour la fiabilité d'un module accélérateur supraconducteur. Ce prototype a été réalisé afin de vérifier le bon fonctionnement d'une cavité elliptique dans « une configuration machine », mais son but final est de servir d'instrument de référence pour le test des procédures de réglage rapide des cavités lors de la compensation d'une panne dans l'accélérateur de MYRRHA¹.

Dans ce chapitre, on commencera par décrire les différents éléments qui composent le cryomodule prototype ainsi que les principaux instruments qui composeront la chaîne de puissance RF dans sa configuration finale. On présentera ensuite les premiers tests expérimentaux menés pour la mise en service du cryomodule. On évoquera ainsi les problèmes techniques auxquels on a pu se heurter durant ces premières campagnes de tests qui visaient essentiellement à mesurer les performances RF de la cavité ($Q_0 = f(E_{acc})$) seule (sans son coupleur de puissance) et à évaluer le comportement du système d'accord. On se focalisera, dans la dernière partie de ce chapitre, sur l'étude de ce système d'accord et sur la modélisation de son comportement. Au préalable, on présentera l'étude et les mesures qui ont mis en évidence un déséquilibre sur le « plat de champ » de la cavité. La méthode mise en place pour déterminer l'influence de chacune des cellules sur ce déséquilibre sera aussi décrite.

1. Une étude théorique de tels scénarii est détaillée dans le chapitre 5.

4.1 Présentation du cryomodule et de ses systèmes associés

Le cryomodule 700 MHz a été développé et construit en tant que prototype de référence pour l'étude de la fiabilité des modules accélérateurs de la section $\beta_g = 0,47$ du linac de MYRRHA. Dans le cadre du projet EUROTRANS, puis du projet MAX, la conception et le développement de l'enceinte cryogénique ont été menés à l'INFN de Milan au laboratoire LASA (« Laboratorio Acceleratori e Superconduttività Applicata »). Le module a été fabriqué par la compagnie Simic S.p.A et livré à l'IPN d'Orsay en milieu d'année 2010. La boîte à vannes a été développée à l'IPN d'Orsay.

Ce module accueillera une cavité 5-cellules $\beta_g = 0,47$ équipée de son tank hélium et de son système d'accord. Un coupleur de puissance permettra l'amenée du signal RF dans la cavité, avec un couplage $Q_i = 1.10^7$. Un IOT (« Inductive Output Tube ») permettra d'amplifier le signal RF jusqu'à une puissance de 80 kW.

Dans cette première *Partie 4.1*, on présentera les différents éléments qui composent la chaîne de puissance RF et le cryomodule tel qu'il est prévu dans sa configuration finale. Puis, en tenant compte de l'état de développement de chacun de ces éléments, on donnera les objectifs fixés durant la thèse avant d'aborder les premiers tests expérimentaux de ce cryomodule.

4.1.1 Boîte à vannes et enceinte cryogénique

La boîte à vannes

Afin de profiter au mieux des propriétés supraconductrices du niobium de la cavité, celle-ci doit être refroidie à la température de l'hélium liquide dans son état superfluide à une pression absolue de ~ 17 mbar, c'est-à-dire à une température de $\sim 1,8$ K. La gestion d'alimentation des fluides cryogéniques est donc assurée par une boîte à vannes. Dans l'accélérateur, ces boîtes à vannes permettent d'isoler un cryomodule du reste de la ligne de refroidissement de l'accélérateur si celui-ci doit être réchauffé. Elles permettent surtout de gérer la mise en froid rapide de la cavité, afin de limiter les phénomènes susceptibles de dégrader les performances accélératrices (« effet 100 K »).

La boîte à vannes (cf. Figure 4.1) du cryomodule prototype gère l'approvisionnement, en parallèle, des deux circuits de refroidissement du cryostat.

Le circuit dit secondaire, dans lequel circule de l'azote liquide à 77 K pressurisé à ~ 1 bar, permet d'intercepter le flux thermique provenant de l'interface entre le cryomodule et la boîte à vannes. Il permet aussi de capter le rayonnement thermique provenant des surfaces du module à température ambiante et la charge par conduction des différents éléments en contact avec la cavité (essentiellement des « tirants » mécaniques qui servent à son maintien). Ce circuit, qui joue le rôle d'écran thermique « 80 K » pour la cavité, permet ainsi de réduire

de façon notable la consommation d'hélium liquide.

Le circuit primaire est celui dans lequel circule l'hélium liquide. Il doit maintenir la cavité à 1,8 K (ou à 4,2 K)² tout en assurant une pression stable du bain d'hélium, et ceci pour des puissances maximales dissipées dans la cavité de l'ordre d'une vingtaine de Watts. Ceci implique notamment une régulation fine de la pression du bain (± 1 mbar) pour des variations qui peuvent être rapides (quelques secondes) ou des dérives lentes (plusieurs minutes).

En plus de permettre ces régulations de pression, la boîte à vannes permet le pompage sur le bain d'hélium afin d'assurer la dépression nécessaire pour obtenir de l'hélium superfluide en dessous de 2 K. Pour cela elle assure aussi un sous-refroidissement de l'hélium liquide qui se trouve initialement à une température de 4,2 K dans les bouteilles de stockage qui l'alimente.

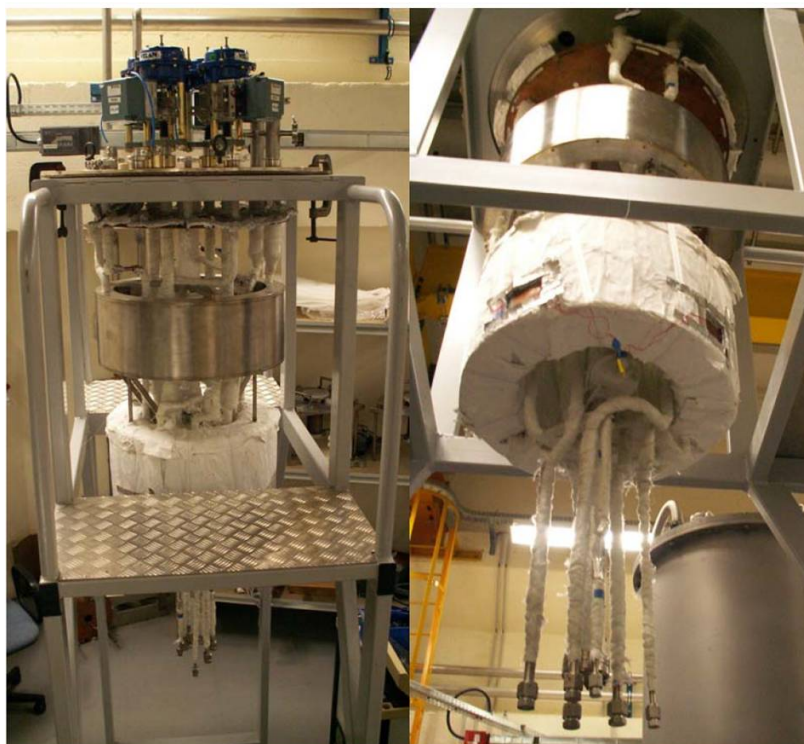


FIGURE 4.1 – L'intérieur de la boîte à vannes.

2. Le cryomodule a été conçu pour permettre le refroidissement des cavités à une température inférieure à 2 K. Ce refroidissement se fait en réalité par création d'une dépression (pompage) sur le bain d'hélium, qui se trouve initialement à la pression atmosphérique à une température de 4,2 K. Le fonctionnement à 4,2 K est en fait une étape obligatoire dans les procédures de descente en température de la cavité. Le module permet d'ailleurs de fonctionner soit à 1,8 K, soit à 4,2 K. Dans la suite de ce chapitre on verra que seul le fonctionnement à 4,2 K a été testé pour l'instant.

Le cryostat

Le cryostat, connecté à la boîte à vannes, est placé en dessous de celle-ci afin de favoriser l'écoulement des fluides cryogéniques par gravité dans les deux circuits du cryomodule.

Le circuit secondaire refroidit l'écran thermique 80 K, qui permet l'interception du rayonnement à 300 K. Cet écran en aluminium est refroidi par conduction grâce à un pot que l'on remplit d'azote liquide (cf. Figure 4.2). La régulation de la température de l'écran, et donc du remplissage de ce pot, est assurée grâce à la boîte à vannes. Des éléments de thermalisation (tresses de cuivre), relient le circuit secondaire aux éléments susceptibles de former un pont thermique entre les zones à 300 K et la cavité à 1,8 K (ou à 4,2 K selon le mode de fonctionnement). Ceci permet d'intercepter au maximum ce flux « chaud » sans pour autant ajouter un flux vers la cavité.

Le circuit primaire à l'intérieur du module (cf. Figure 4.2 b)) est composé, dans le sens de circulation de l'hélium, d'un réservoir tampon (A), de deux voies de remplissage (B et C) et du réservoir entourant la cavité, appelée aussi « tank hélium » (D). Une mesure de niveau du réservoir tampon est possible grâce à une sonde supraconductrice insérée dans celui-ci.

Lors de la mise en froid de la cavité, le remplissage du tank se fait par la voie B. En fonctionnement normal lorsque le tank (D) et le réservoir tampon (A) sont pleins, l'alimentation du tank en hélium se fait via la voie C. La régulation du niveau d'hélium liquide dans le réservoir A est réalisée à l'aide d'une sonde supraconductrice. L'évacuation des gaz froids se fait par le piquage supérieur du tank hélium (E), vers l'extérieur du cryomodule via la boîte à vannes. Pour le fonctionnement à 1,8 K, le pompage sur le bain d'hélium est effectué par le haut du réservoir tampon A (par l'intermédiaire de la boîte à vanne).

Afin de réduire les pertes par rayonnement, plusieurs couches de super-isolation sont disposées autour de l'écran thermique en aluminium et du circuit primaire. Les pertes statiques du cryomodule et de la boîte à vanne ont été calculées dans cette configuration à environ 8 W pour le circuit primaire, et 70 W pour le secondaire en considérant les pertes par conduction et rayonnement [98]. Les pertes par convection sont négligeables, car un vide d'isolement de 10^{-6} mbar dans l'enceinte cryogénique est assuré par une pompe à vis, associée à une pompe turbo-moléculaire.

L'insertion de la cavité dans le cryostat est facilitée par un système de berceau posé sur des rails, qu'il est possible de guider en dehors du cryomodule (cf. Figure 4.14). L'écran thermique 80 K est lui aussi à l'intérieur du berceau. La cavité est suspendue au milieu de cet écran par le biais de 8 tirants mécaniques qui traversent l'écran azote pour se fixer sur les arceaux du berceau (cf. Figure 4.14 a)). L'arrêt en translation, dans la direction de l'axe faisceau de la cavité, est assuré par un système de barreaux reliés au berceau à l'aide de tringles en epoxy, ce qui permet notamment de limiter les phénomènes de conduction sur le tank hélium.

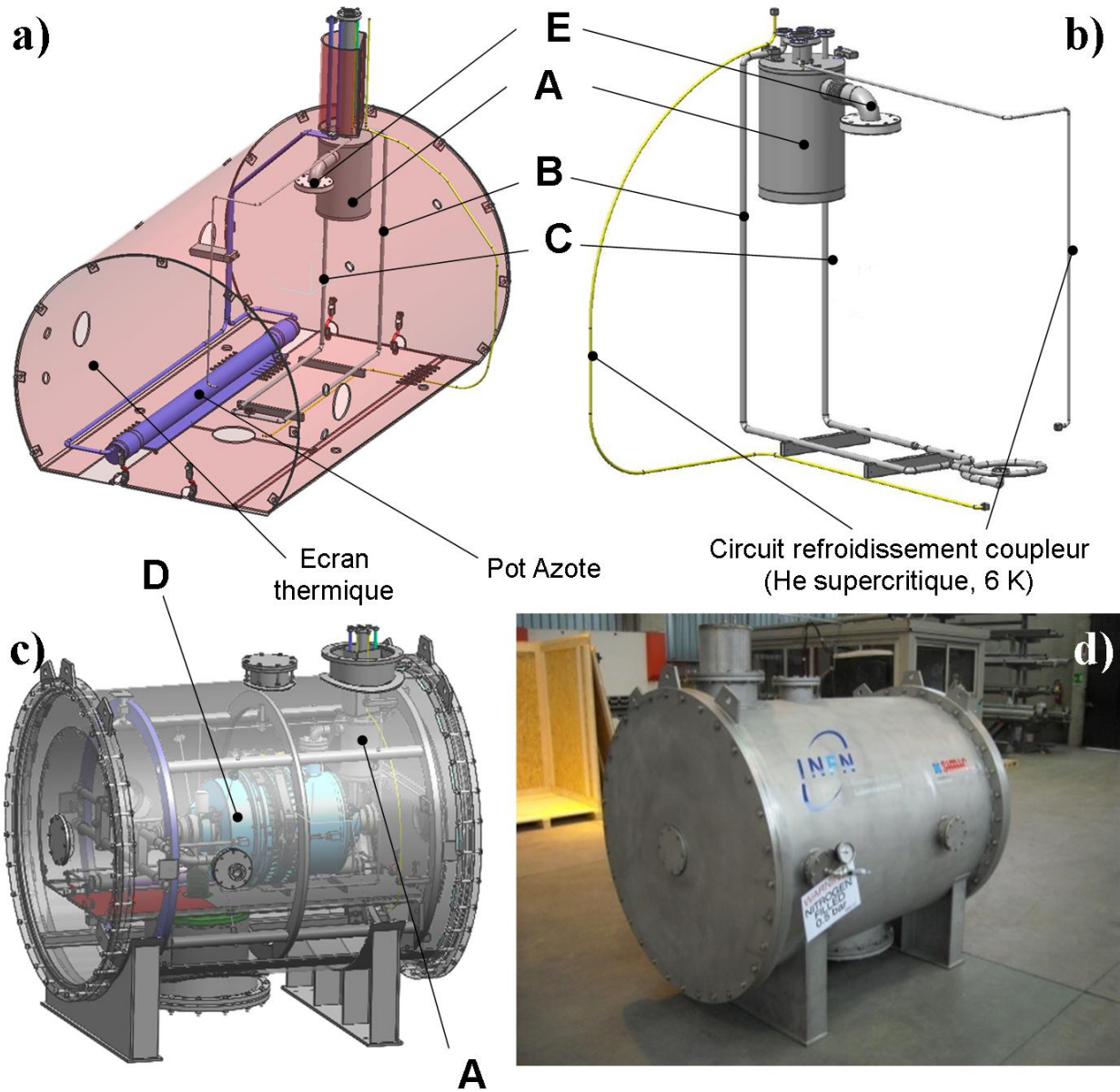


FIGURE 4.2 – Le cryomodule prototype pour le banc de test 700 MHz. a) Ecran thermique et circuit de refroidissement hélium. b) Le circuit de refroidissement primaire hélium. c) Vue en perspective du module complet avec la cavité. d) Le module assemblé et fermé en fin de fabrication, avant son envoi à l'IPNO.

4.1.2 La cavité et son tank hélium

La cavité destinée à être testée dans ce module est l'une des deux cavités prototypes fabriquées dans le cadre du programme TRASCO [99] (cf. Figure en page de garde du chapitre 2). Cette cavité elliptique 5-cellules $\beta_g = 0,47$, baptisée « Z501 » (et re-baptisée « Psyché » après son arrivée à l'IPNO) a notamment été testée en cryostat vertical en 2002 à TJNAF (Thomas Jefferson National Accelerator Facility). Les résultats de ces tests, tirés de [100], sont donnés par la Figure 4.3. Ils montrent notamment que les critères souhaités en terme de performance RF sont atteints lors d'un test en cryostat vertical. La mesure du changement de fréquence de résonance en fonction du carré du champ accélérateur a montré que ce type de cavité elliptique est très sensible aux forces de Lorentz dans le cas où aucune précontrainte ne lui est appliquée.

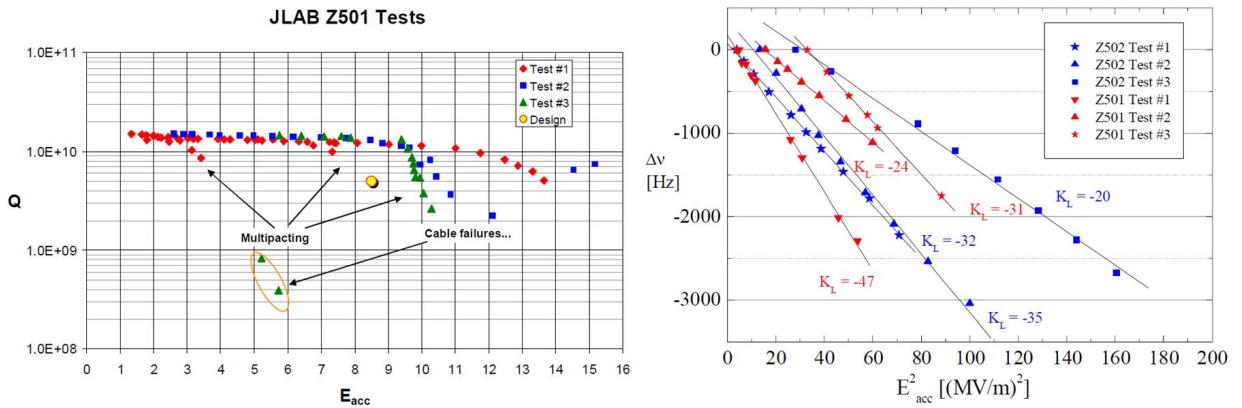


FIGURE 4.3 – A gauche : Les résultats des mesures de $Q_0 = f(E_{acc})$ pour la cavité Z501 [100]. A droite : les mesures des coefficients de Lorentz pour la cavité Z501 [100] et pour la cavité jumelle Z502 testée au CEA Saclay [101].

Ces tests de qualification réalisés, il a été décidé que le prototype Z501 sera utilisé pour des tests dans le cryomodule 700 MHz afin de fournir une référence pour l'étude des performances des cavités de la section $\beta_g = 0,47$ de l'accélérateur de MYRRHA en « configuration machine ».

Pour cela la cavité a été équipée d'un tank hélium et d'un blindage magnétique qui permet d'intercepter le champ magnétique terrestre afin de minimiser la résistance de surface résiduelle du niobium lorsque celui-ci transite vers son état supraconducteur. En effet, lorsque le niobium transite vers son état supraconducteur en présence d'un champ magnétique, il piège ce flux magnétique, ce qui dégrade sensiblement la valeur de sa résistance de surface.

Pour donner un ordre de grandeur de l'influence du champ magnétique terrestre ($\sim 40 \mu\text{T}$) sur la dégradation du facteur de qualité de la cavité, on peut estimer sa contribution sur la résistance de surface du niobium avec la formule 2.143 : $R_{mag} \approx 118 \text{ n}\Omega$. Sachant que pour $R_{BCS}(2\text{K}) = 3,2 \text{ n}\Omega$, que R_{res} a été estimée à environ $7 \text{ n}\Omega$ [70] et que le facteur géométrique de la cavité est de ~ 160 , on obtient alors $Q_0(B_{ext} = 47 \mu\text{T}) = 1,2 \cdot 10^9$ soit un ordre de grandeur en dessous du Q_0 visé.

Afin de minimiser l'encombrement, il a été choisi de placer le blindage magnétique à l'intérieur du tank hélium de la cavité. Il se compose de plaques de Cryoperm[®] d'épaisseur de 1 mm. Le Cryoperm[®] est un matériau dont la perméabilité magnétique relative, μ_r , augmente en même temps que la température décroît. A température ambiante, $\mu_r \sim 15000$, et aux alentours de 2 K, $\mu_r > 50000$. Ce blindage est composé de plusieurs éléments qui viennent entourer la cavité (cf. Figure 4.4). Ces éléments sont perforés afin de laisser circuler l'hélium liquide jusqu'aux parois de la cavité. Cet assemblage n'est pas solidaire de la cavité, ce qui permet d'ajuster la longueur du résonateur dans la direction longitudinale pour son réglage en fréquence.

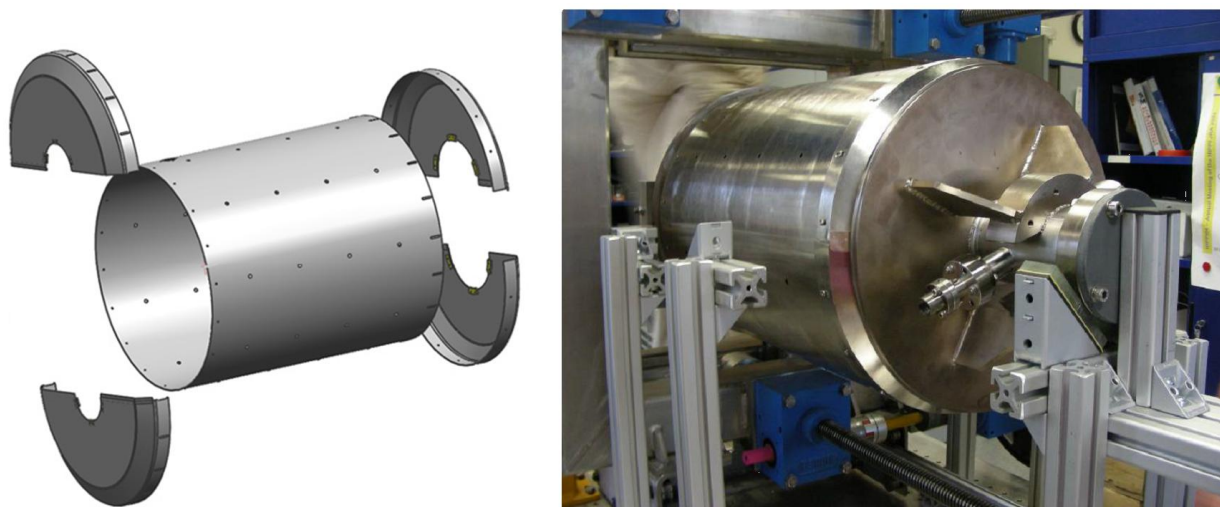


FIGURE 4.4 – Vue éclatée du blindage magnétique placé dans le tank hélium et positionnement de l'écran durant son assemblage autour de la cavité.

Des mesures réalisées à température ambiante montrent que le champ magnétique, perçu au niveau des surfaces externes de la cavité, est de l'ordre de $3,7 \mu\text{T}$ [70]. Cela garantit un $Q_0 \sim 10^{10}$ lorsque la cavité sera portée à 2 K. Ce blindage magnétique passif est monté de façon à ce qu'il n'entre pas en contact avec les parois de la cavité, et sa forme a été optimisée afin qu'il se trouve à une distance raisonnable des zones de soudure du tank hélium.

Le tank est un réservoir d'hélium qui se présente sous la forme d'un cylindre soudé autour de la cavité et du blindage magnétique (cf. Figure 4.5), par l'intermédiaire de deux brides circulaires, préalablement soudées sur les tubes faisceau de la cavité. L'ensemble du tank est en titane car ce matériau a l'avantage de posséder un coefficient de contraction thermique similaire à celui du niobium, ce qui permet de limiter les contraintes sur la cavité lors de la mise en froid de l'ensemble.

Les procédures de soudage pour fermer le tank sont délicates (cf. Figure 4.5), car le titane fondu réagit facilement avec l'oxygène, l'azote et l'hydrogène contenus dans l'air ou dans les contaminants de surface. Des précautions doivent être prises au cours de la soudure pour éviter de détériorer les propriétés du titane. Pour permettre l'ajustement de la longueur du tank par rapport à celle de la cavité, le dernier cordon de soudure sur la seconde bride

circulaire de la cavité est réalisé par un procédé TIG³. Ce procédé est assez délicat car il faut veiller à assurer une bonne protection gazeuse autour du point de soudure grâce à un gaz inerte, tel que l'argon.

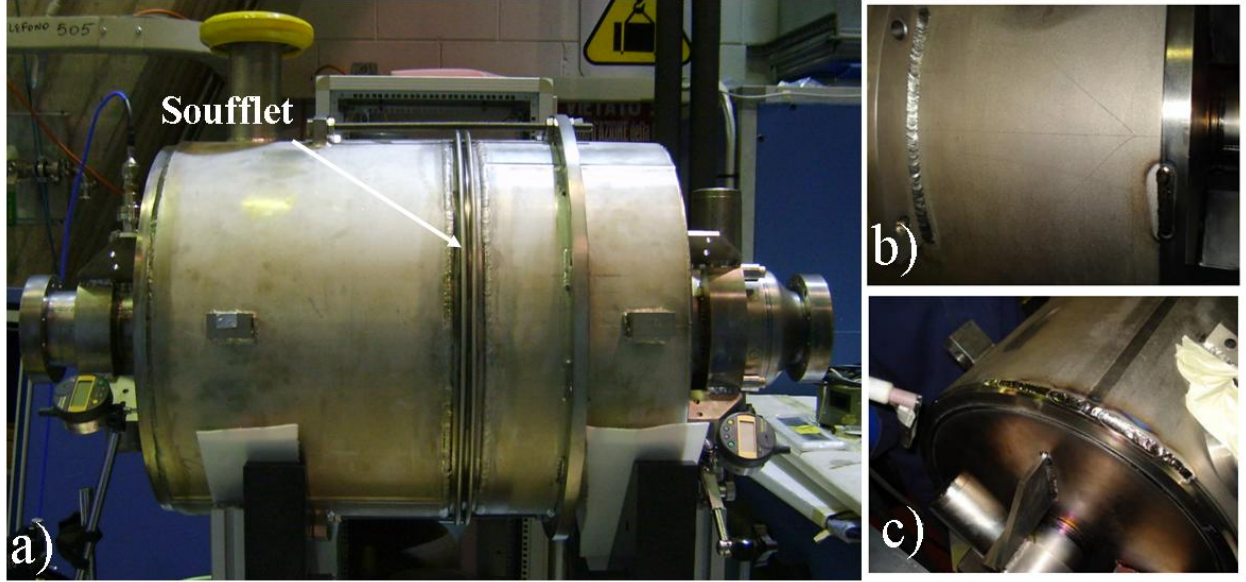


FIGURE 4.5 – a) La cavité Psyché équipée de son tank hélium composé de deux parties reliées par un soufflet. b) et c) Détails de la procédure de soudage du tank en titane.

Finalement l'ensemble de la cavité, à l'exception des tubes faisceau, est enfermé dans dans son réservoir cryogénique. Ce tank est en réalité composé de deux parties cylindriques reliées par un soufflet (cf. Figure 4.5 a)). Ceci lui confère une certaine souplesse afin que le système d'accord puisse agir sur sa longueur, et par conséquent déformer légèrement la cavité pour ajuster sa fréquence de résonance. Cet ensemble (système d'accord + tank), permet de rigidifier la cavité vis-à-vis des forces de Lorentz. Le coefficient de Lorentz k_L attendu sera alors bien moindre par rapport à celui mesuré lors des tests en cryostats verticaux où la cavité était complètement « nue » [100]. Les principaux paramètres, caractérisant la cavité « habillée », sont résumés dans le Tableau 4.1.

TABLEAU 4.1 – Principaux paramètres de la cavité Psyché (Z501) habillée de son tank et de son système d'accord.

fréquence théorique (MHz)	704,4
β_g	0,47
E_{peak}/E_{acc}	3,57
B_{peak}/E_{acc} (mT/MV/m)	5,88
(r/Q) (Ω)	90
G (Ω)	160
K	1,34%
k_L attendu ($\text{Hz}/(\text{MV/m})^2$)	~ -4

3. Soudage TIG (Tungsten Inert Gas) : procédé de soudage à l'arc avec apport de matière et une électrode non fusible.

4.1.3 Le système d'accord

Le système d'accord est un élément primordial pour assurer une efficacité optimale du fonctionnement de la cavité dans l'accélérateur. Ce système a pour but d'appliquer de légères déformations mécaniques à la cavité afin d'ajuster sa fréquence de résonance. Il doit d'une part permettre un réglage statique de cette fréquence de résonance, et d'autre part permettre de compenser les perturbations « microphoniques ». Le terme « microphonies » vient de l'anglais « microphonics », il fait référence à l'ensemble des perturbations agissant sur la cavité, susceptibles d'exciter ses modes de résonances mécaniques. Si une telle résonance est atteinte, les mouvements des parois de la cavité sont amplifiés et oscillent de façon périodique. Ceci entraîne une modulation en fréquence du signal électromagnétique résonant dans la cavité, aux fréquences des vibrations mécaniques excitées.

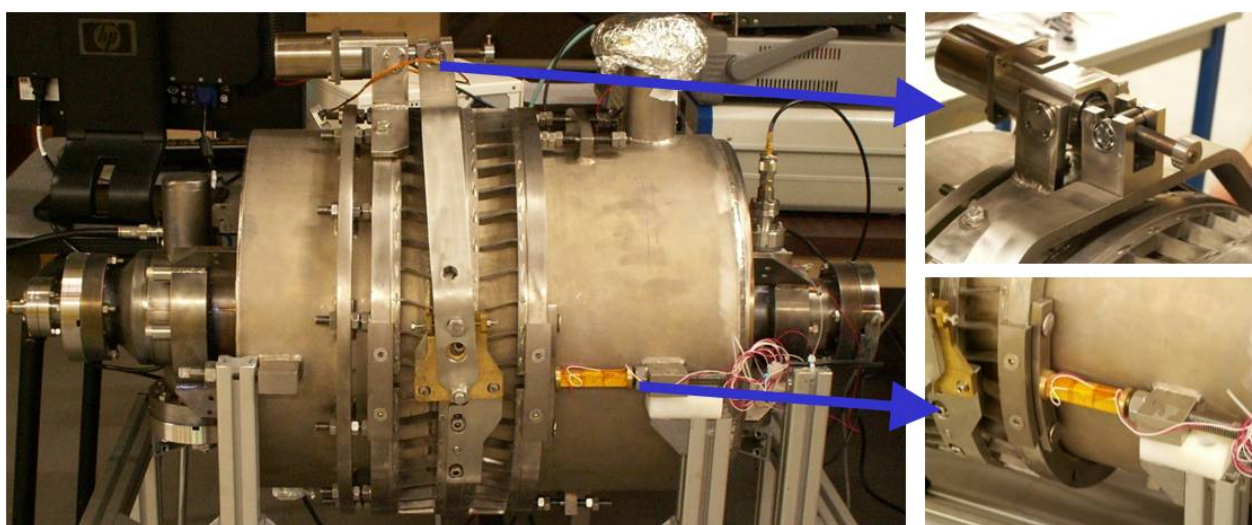


FIGURE 4.6 – La cavité Psyché équipée de son système d'accord qu'il est possible d'actionner soit part l'intermédiaire d'un moteur cryogénique (réglage « lent » ou statique), soit grâce à des actionneurs piézoélectriques (système « rapide »).

Ces perturbations sont d'origines diverses et proviennent essentiellement des systèmes environnant la cavité. Les principales sources d'instabilités mécaniques sont :

- Les forces de Lorentz. On a évoqué ce phénomène dans la *Partie 3.5.2*. Les champs électromagnétiques exercent des forces attractives et répulsives sur les parois de la cavité et engendrent un changement de sa fréquence de résonance RF. Il est possible de quantifier cet écart en fréquence en fonction du carré du champ accélérateur (cf. équation 3.19). Cet effet est très néfaste pour le fonctionnement des cavités, en particulier pour un fonctionnement pulsé, où l'accroissement rapide des champs dans le résonateur entraîne un décalage immédiat de la fréquence de résonance, pouvant dépasser la largeur de la bande passante de la cavité.
- Les vibrations dues aux systèmes mécaniques. Les différents systèmes de pompage ainsi que les changements d'état des vannes des circuits cryogéniques et de vide induisent des

vibrations mécaniques qui peuvent se transmettre jusqu'à la cavité. Leurs fréquences varient généralement de 10 Hz à 1 kHz, ce qui correspond à la gamme dans laquelle se trouve les modes mécaniques les plus sensibles.

- Les variations de pression et de température dans le bain d'hélium induisent des changements sur la fréquence de résonance de la cavité. Ce type de perturbation intervient aussi bien sur des périodes aussi courtes que la seconde, que sur des dérives lentes de plusieurs minutes.

Le système d'accord est un système coaxial monté autour du tank hélium de la cavité (cf. Figure 4.6). Il a été développé au laboratoire LASA (INFN Milano) en même temps que la cavité et son habillage par le tank hélium [102]. Ce système d'accord mécanique est dérivé de celui élaboré et testé pour les cavités du projet TESLA [103]. Il se présente sous la forme de demi-arceaux reliés par un ensemble d'ailettes, d'où son appellation de « blade tuner ». Les ailettes permettent de transformer le mouvement de rotation des arceaux en un mouvement de translation, et ainsi d'effectuer un effort de traction sur le tank et donc au niveau des tubes faisceau de la cavité.

Ce système est mis en mouvement par deux types d'actionneurs différents :

- Le moteur : lorsqu'il est actionné, il engendre un mouvement de translation grâce à un système vis/écrou (1), comme illustré sur la Figure 4.7. Un système de bras de levier permet alors de mettre en rotation les deux arceaux centraux autour de l'axe de révolution de la cavité (2). Les ailettes qui relient les arceaux centraux aux arceaux latéraux du « blade tuner » transforment ce mouvement de rotation en un mouvement de translation (3). Le couple initialement fourni par le moteur est ainsi transformé en un effort de traction sur les brides latérales du tank et donc sur la cavité. Le schéma équivalent de la Figure 4.7 décrit l'effet produit lorsque le moteur impose un déplacement δ_t du « blade tuner » : alors que la cavité, de rigidité k_c sera étirée, les actionneurs piézoélectriques (k_p), le tank (k_{WH}) et son soufflet (k_b) sentiront finalement une force de compression. Cet actionneur permet un réglage « lent » (temps de réponse de l'ordre de la seconde), afin d'ajuster de façon quasi-statique la fréquence de résonance de la cavité. Il agit toutefois sur une gamme de fréquences assez large autour de la fréquence de résonance de la cavité (~ 300 kHz) contrairement au système d'action « rapide ».
- Les actionneurs piézoélectriques : ce sont des éléments céramiques qui ont la propriété de se déformer lorsqu'on leur applique une tension. Comme l'illustre la Figure 4.8, lorsqu'ils sont actionnés, ils exercent un effort sur les deux parties du tank hélium (1). Cet effort s'applique soit directement par l'intermédiaire d'un support soudé sur le tank (à droite de l'élément piézoélectrique sur la Figure 4.8) soit par l'intermédiaire du « blade tuner » (2). Le schéma équivalent de la Figure 4.8 décrit l'effet produit lorsque les piézoélectriques imposent un déplacement δ_t du système : alors que la cavité, de rigidité k_c , sera étirée, le « blade tuner » (k_T), le tank (k_{WH}) et son soufflet (k_b) sentiront

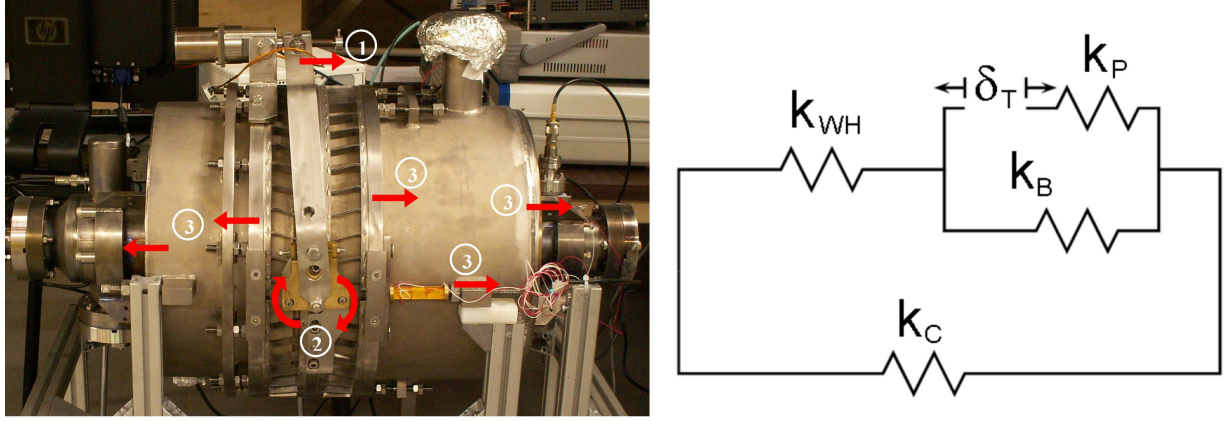


FIGURE 4.7 – Description de l'effet du moteur lorsque celui-ci agit sur le système d'accord et schéma mécanique équivalent [104].

finallement une force de compression.

Placés de part et d'autre de la cavité, deux éléments piézoélectriques agissent de façon dynamique et « rapide » (temps de réponse de l'ordre de la milliseconde) sur la cavité afin de compenser les effets transitoires dus aux différentes excitations microphoniques, et en particulier les effets des forces de Lorentz. Ils permettent d'agir sur une gamme de fréquence moins grande qu'avec le moteur : $\sim \pm 1$ kHz, autour de la fréquence de résonance de la cavité. On reviendra plus en détails sur l'étude du comportement de ce système d'accord rapide en *Partie 4.4*.

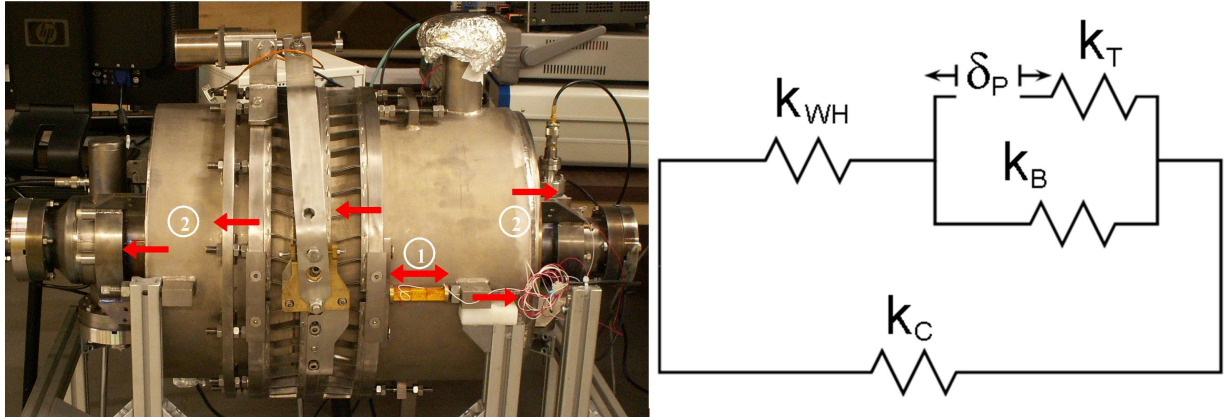


FIGURE 4.8 – Description de l'effet des actionneurs piézoélectriques lorsqu'ils agissent sur le système d'accord, et schéma mécanique équivalent [104].

4.1.4 Le coupleur de puissance

Le coupleur de puissance est un élément crucial pour le fonctionnement d'une cavité à haute puissance. Il a pour premier rôle d'acheminer la puissance RF, dans les bonnes condi-

tions de couplage, jusqu'à la cavité. C'est donc le dernier élément de la chaîne de puissance RF avant la cavité. Il doit supporter la puissance qui sera transmise au faisceau ainsi qu'une partie de la puissance qui sera réfléchie vers le circulateur⁴, tout en limitant les dissipations thermiques vers la cavité afin de préserver son état supraconducteur. Dans le cas des cavités $\beta_g = 0,47$ de l'accélérateur MYRRHA, la puissance incidente maximum sera de l'ordre de 30 kW CW.

Une autre contrainte d'importance vient du fait qu'une partie du coupleur, en jouant un rôle d'antenne émettrice, pénètre légèrement dans la cavité afin de lui fournir le signal RF. Or, à l'intérieur de celle-ci, réside un vide relativement poussé ($\sim 10^{-9}$ mbar). Le coupleur doit donc assurer l'étanchéité entre l'extérieur de la cavité (à la pression atmosphérique), et l'intérieur où circulera le faisceau de protons. Il est alors impératif de placer à l'intérieur de ce coupleur une séparation entre la partie à l'air (du côté de la source de puissance) et la partie sous vide (côté cavité). Cette séparation, appelée fenêtre, doit résister à la différence de pression sans gêner le passage de la puissance HF. En tant qu'interface électromagnétique, elle doit assurer une bonne transmission de façon à ce que la puissance ne soit ni réfléchie, ni dissipée.

Le coupleur de puissance, en cours de développement à l'IPN d'Orsay⁵, est représenté en Figure 4.9. Son design est basé sur celui de SNS [105] et sur celui développé pour l'expérience CRYHOLAB [91]. Il a été conçu pour supporter une puissance RF de 100 kW. Il se présente sous la forme d'un guide coaxial et se décompose en trois parties majeures :

- l'échangeur thermique,
- la fenêtre RF céramique,
- la transition doorknob.

A proximité de la cavité, un échangeur permet de refroidir le conducteur externe du coupleur à l'hélium liquide supercritique, afin de limiter la charge thermique sur la cavité [106].

La fenêtre se présente sous la forme d'un disque céramique, inséré dans le guide coaxial, dont les propriétés diélectriques permettent de minimiser les pertes RF. Elle se trouve à l'extérieur du cryomodule et la puissance dissipée dans la céramique est évacuée par un circuit d'eau dans le conducteur externe. Le conducteur interne est lui aussi maintenu à 300 K grâce à une circulation d'eau. L'ensemble de ces différents systèmes de refroidissement permet ainsi de minimiser les transferts de chaleur par conduction (conducteur externe) ou par radiation (conducteur interne) vers la cavité.

Enfin, la transition doorknob⁶ assure la transition géométrique et l'adaptation d'impédance entre le coupleur, qui a une structure coaxiale, et les guides d'onde rectangulaires qui

4. En effet, bien qu'il puisse être optimisé, le couplage incident sur la cavité n'est jamais parfait car sa valeur dépend de la géométrie de l'interface coupleur/cavité au niveau du port de puissance. De manière générale, le coupleur voit plus de puissance qu'il n'en sera transmis au faisceau et à la cavité. Notons aussi, que dans le cas où le faisceau est absent, en couplage machine $10^6 \leq Q_i \leq 10^7$, l'essentiel de la puissance RF est réfléchi vers le circulateur.

5. Travaux menés sous la responsabilité de E. Rampnoux (IPNO)

6. Cette transition est ainsi nommée de par sa forme en bouton de porte.

acheminent la puissance depuis l'amplificateur RF. Le design de cette transition a notamment fait l'objet d'une étude au début cette thèse.

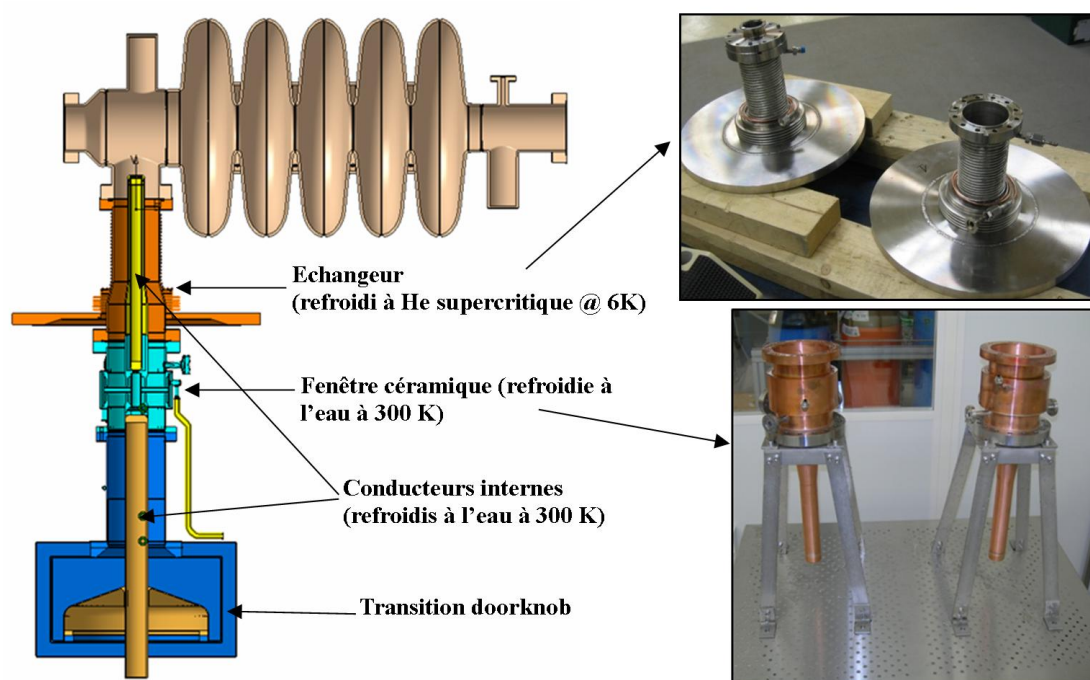


FIGURE 4.9 – Le coupleur de la cavité $\beta_g = 0,47$ pour le cryomodule prototype 700 MHz [107].

La géométrie du doorknob a été adaptée d'une part pour maximiser la transmission de l'onde électromagnétique du guide d'onde vers le coupleur à la fréquence de travail de la cavité (c'est-à-dire autour de 704,4 MHz) et d'autre part pour minimiser les champs de surface et donc les dissipations au niveau de la transition. Plus de détails sur cette étude électromagnétique sont donnés dans [108]. Les calculs ont été effectués avec le logiciel Ansoft HFSSTM et comparés à ceux obtenus avec CST Microwave Studio[®] [109]. Les résultats obtenus ont montré que deux structures en particulier présentent un avantage en termes de performances RF, mais surtout de facilité de fabrication. La Figure 4.10 donne les résultats obtenus pour ces deux structures : l'une de forme « classique », l'autre ayant un aspect « conique », qui permet d'élargir la bande passante de la transition RF.

Deux transitions ont donc été fabriquées et une mesure préliminaire des coefficients de transmission et de réflexion a été effectuée. Comme illustré sur la Figure 4.11, un court-circuit ré-entrant et adaptable a été fabriqué afin d'ajuster et d'optimiser la transmission du signal RF au niveau de la transition.

La transition qui semble finalement montrer la meilleure adaptation est le doorknob de forme « classique ». Les résultats de la mesure pour ce doorknob sont présentés en Figure 4.11. On constate que le coefficient de réflexion autour de 704,4 MHz est de l'ordre de -35 dB alors qu'il ne serait que de -23 dB pour le doorknob conique (non représenté sur la Figure 4.11). Bien que ces mesures donnent une indication, elles doivent toutefois être prises avec

précaution, car elles dépendent aussi des transitions d'adaptation (connecteur type N - guide rectangulaire et connecteur type N - guide coaxial) utilisées pour le raccord vers l'analyseur de réseaux vectoriels.

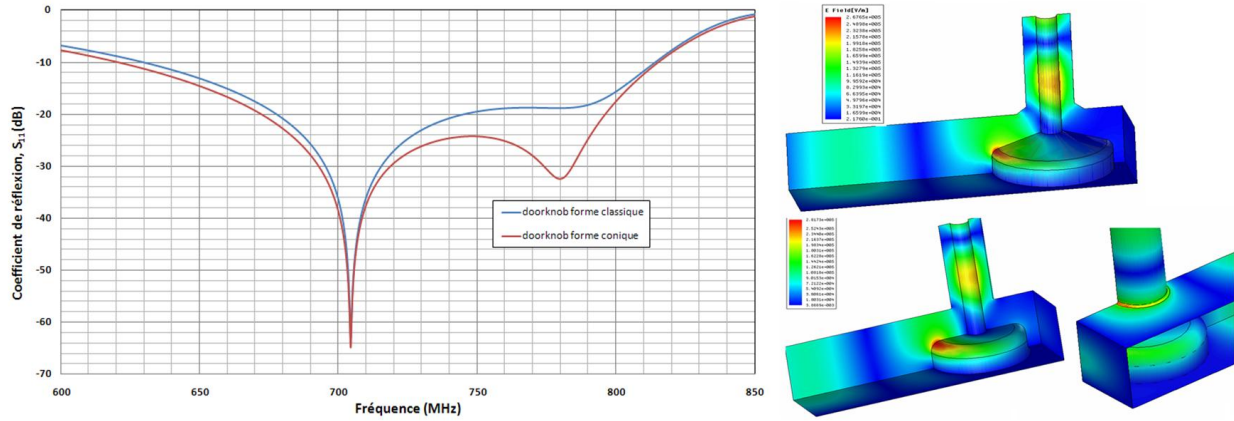


FIGURE 4.10 – Résultats obtenus lors de l'étude d'optimisation de la transition doorknob. À gauche : on donne l'évolution du coefficient de réflexion S_{11} (dB) en fonction de la fréquence pour les deux types de transitions. À droite : la répartition de champs électriques de surface calculés avec HFSSTM.

Deux coupleurs de puissance ont été fabriqués mais n'ont pas encore été testés et conditionnés. Les deux transitions doorknob doivent être montées sur chacun des coupleurs et il sera alors possible d'ajuster à nouveau le réglage au niveau de leur court-circuit. Elles permettront ainsi la connexion, par l'intermédiaire de guides d'ondes rectangulaires (WR1150), à la source RF de puissance.

4.1.5 Source de puissance

Pour les tests du cryomodule en « configuration machine » (avec coupleur de puissance) et pour le conditionnement des coupleurs, l'IPN d'Orsay a fait l'acquisition d'un amplificateur RF capable de fournir jusqu'à 80 kW en continu à une fréquence de 704,4 MHz⁷. Cet amplificateur est un IOT (Inductive Output Tube) THALES 793-1. Le principe de fonctionnement d'un IOT est donné par la Figure 4.12 : un faisceau d'électrons, généré par une cathode émissive, est accéléré par un champ électrostatique grâce à une haute tension (ici, ~ 36 kV) appliquée entre cette cathode et une anode. Le faisceau est modulé par un signal RF par l'intermédiaire d'une grille. Il induit alors des champs électromagnétiques résonants dans une cavité toroïdale, dont on peut extraire la puissance RF, par l'intermédiaire d'un guide d'onde.

7. La puissance que peut délivrer ce tube est supérieure à la puissance requise pour le fonctionnement des cavités « bêta 0,47 » dans l'accélérateur de MYRRHA (~ 30 kW, cf. Annexe D). En effet, le dimensionnement des besoins en puissance RF avait été initialement établi pour un accélérateur (PDS-XADS) destiné à alimenter un ADS de taille industrielle nécessitant un faisceau de protons d'une intensité de 20 mA.

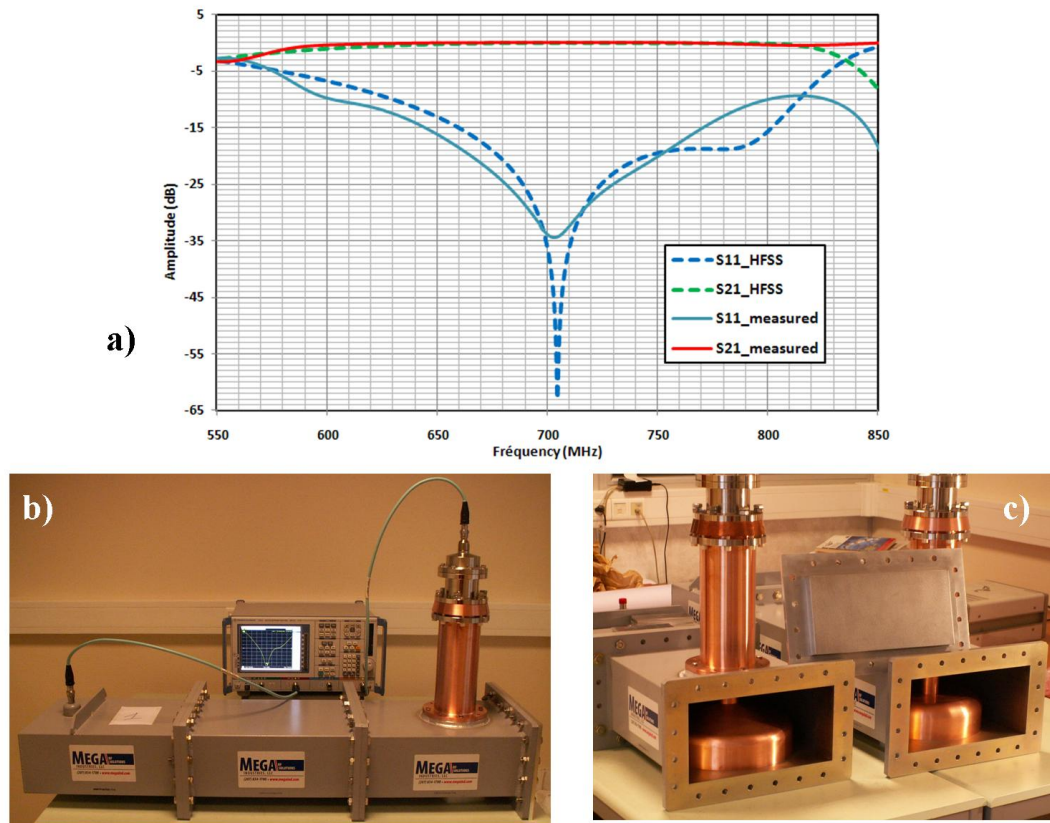


FIGURE 4.11 – a) Comparaison entre mesure et simulation pour les coefficients de transmission et de réflexion de la transition doorknob « classique ». b) Mesure d'une transition avec analyseur de réseaux vectoriels. c) Les deux transitions doorknob : forme « conique » et forme « classique ».

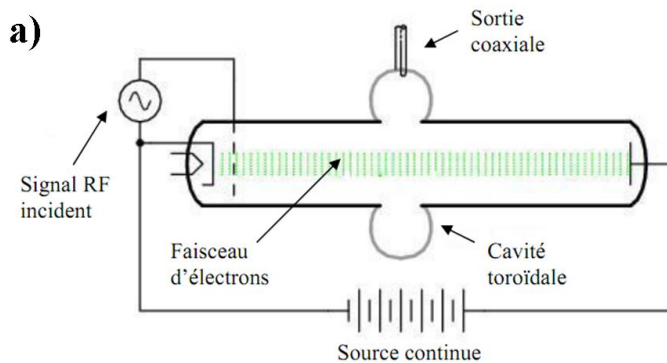


FIGURE 4.12 – a) Schéma de principe d'un IOT [110]. b) L'IOT THALES 793-1 lors de son installation dans la zone expérimentale.

Au cours de cette thèse, on a testé les performances de cet IOT. On a donc pris en charge l'installation de cet élément et de son alimentation continue BRUKER (4 A - 40 kV), ainsi que le câblage des différents systèmes de sécurité et de refroidissement. Lors de la mise en place de l'IOT et de ses tests, on a réglé la bande de fonctionnement de l'amplificateur autour de la fréquence de travail de la cavité supraconductrice, c'est-à-dire à 704,4 MHz (cette bande passante est large de 8 MHz).

Le but principal était de vérifier le bon fonctionnement des éléments d'amplification haute puissance et d'évaluer l'évolution du gain de l'IOT en fonction de la puissance en sortie. Les résultats de ces mesures sont donnés en Figure 4.13. On constate que le gain de l'IOT est supérieur à 20 dB (comme attendu) dès que la puissance en sortie atteint 10 kW, et qu'il est maximum lorsque l'IOT fournit ~ 60 kW.

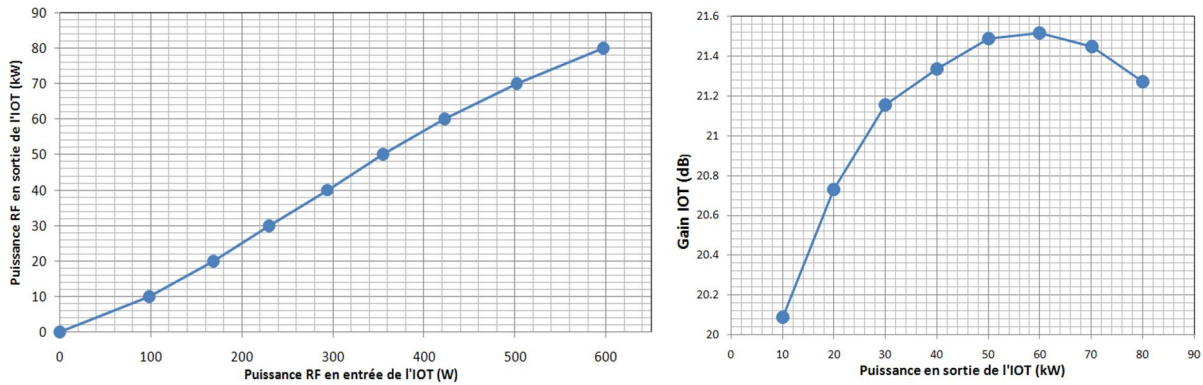


FIGURE 4.13 – Résultats obtenus lors de la mesure du gain de L'IOT.

4.1.6 Dispositif global et objectifs pour les premiers tests du cryomodule

Comme illustré sur la Figure 4.14, le cryomodule a été installé dans la nouvelle zone expérimentale de l'IPN, qui n'est autre que l'ancienne fosse dans laquelle se trouvait le cyclotron AGOR (Accélérateur Groningen-ORsay) [111].

Dans sa configuration finale le cryomodule prototype contiendra la cavité équipée de son système d'accord. La cavité sera alimentée par l'IOT THALES 793-1 80 kW par l'intermédiaire du coupleur de puissance.

L'amplitude et la phase du signal RF dans la cavité seront régulées grâce à un système numérique « bas niveau RF » (ou LLRF, pour « Low level RF »), dont un prototype a déjà été développé et testé [112]. On reviendra plus en détails sur le principe de fonctionnement de ce système LLRF dans le chapitre 5. Le signal de consigne généré par ce système de régulation sera ensuite pré-amplifié par un amplificateur à l'état solide 1 kW, avant d'être de nouveau amplifié par l'IOT.

Un autre système de régulation, en cours de développement, permettra de réguler la position du moteur et surtout des actionneurs piézoélectriques afin d'accorder la fréquence de

résonance de la cavité, et ceci de façon dynamique.

Toutefois, le développement des coupleurs de puissance n'étant pas achevé il a été décidé que les premiers tests du cryomodule seraient menés dans une configuration intermédiaire : la cavité, habillée de son système d'accord, est placée dans le cryomodule et les tests se font à « basse puissance » (sans IOT, seulement avec l'amplificateur 1 kW), c'est à dire avec un couplage critique sur la cavité ($Q_i \sim Q_0$) et non en couplage machine ($Q_i \sim 1.10^7$).

Ces tests préliminaires ont plusieurs objectifs :

- Evaluer les performances cryogéniques du module et valider son design ou identifier les aspects technologiques à améliorer pour un fonctionnement fiable. Ces tests sont aussi les premières expériences menées dans la nouvelle zone expérimentale de la plateforme Supratech à l'IPNO. Ils servent donc de « commissioning » pour les nouvelles installations qui permettent la récupération de l'hélium en sortie de cryomodule et les systèmes de pompage permettant d'obtenir un bain d'hélium superfluide. Pour la gestion des fluides cryogéniques dans le module, un automate ainsi qu'un système de contrôle et de sécurité ont été installés. Ces tests permettent aussi de valider, d'ajuster et d'améliorer les différentes procédures cryogéniques.
- Mesurer les performances RF de la cavité ($Q_0 = f(E_{acc})$). En effet, depuis que la cavité a été habillée de son blindage magnétique et de son tank hélium, elle n'a pas été testée. Les mesures basse puissance permettront ainsi de vérifier ses performances dans une configuration de type « cryostat horizontal ».
- Etudier le comportement du système d'accord (moteur + piézoélectriques) afin d'optimiser les systèmes de contrôles et commandes qui permettront de réguler la fréquence de résonance de la cavité.

La première installation du module n'ayant pu être achevée qu'en milieu d'année 2010, la majeure partie des objectifs listés précédemment n'ont pas encore été atteints. Effectivement, au cours des premiers tests, on s'est heurté à différents problèmes technologiques qui ont retardé le programme expérimental.

Dans la prochaine partie de ce chapitre, on exposera le principe de ces tests « basse puissance », les premiers résultats obtenus ainsi que les problèmes rencontrés. Ensuite, dans une troisième partie, on expliquera comment on s'est rendu compte de la dégradation du « plat de champ » dans la cavité et on détaillera l'analyse effectuée pour déterminer son origine. Enfin, on reviendra sur l'étude expérimentale du système d'accord actionné par les éléments piézoélectriques et en particulier sur les mesures à température ambiante qui permettent de caractériser son comportement.

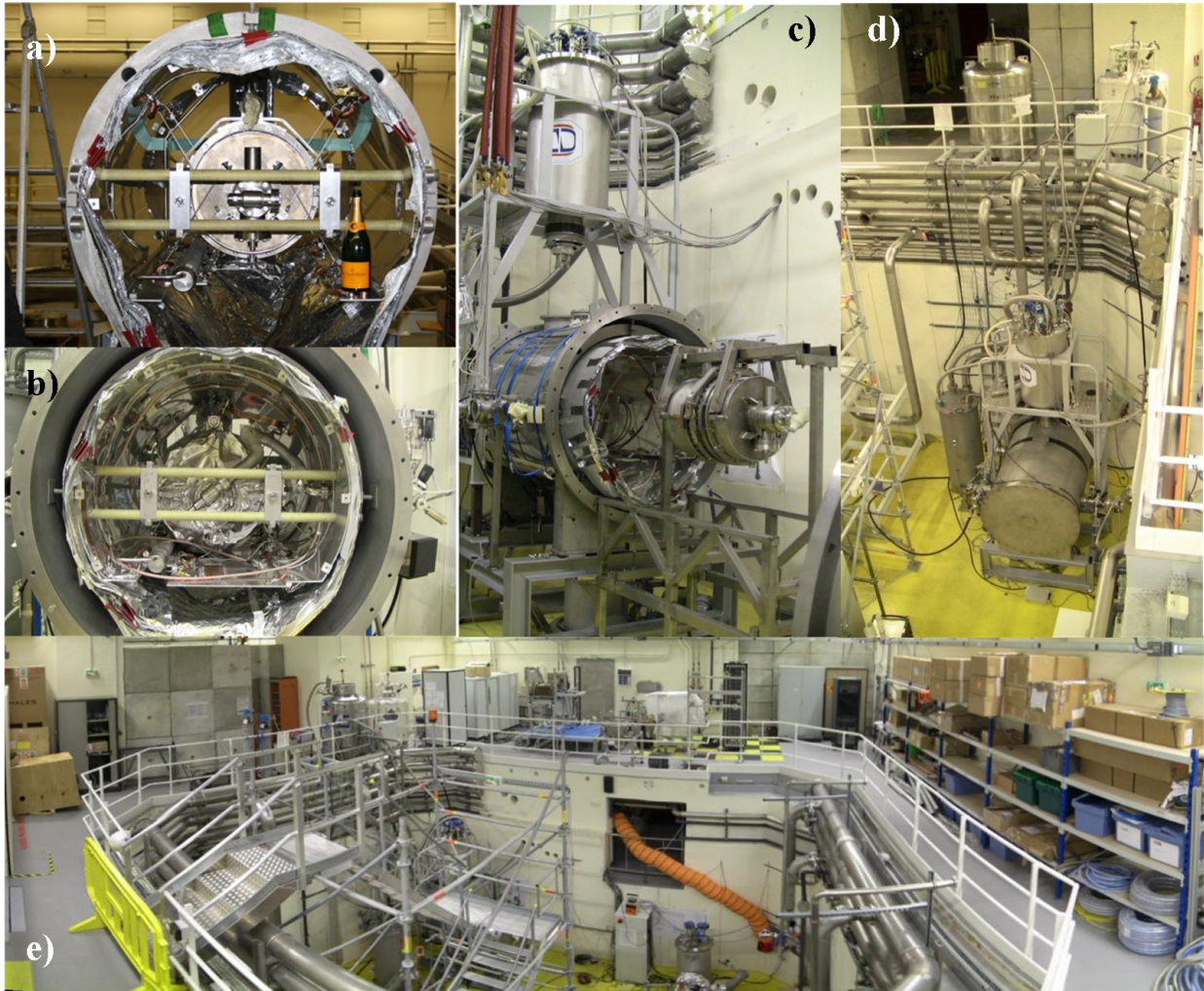


FIGURE 4.14 – a) Premier montage de la cavité dans son berceau : des tirants permettent de la maintenir en suspension. b) L'enceinte cryogénique complètement équipée avant la fermeture du module, la cavité est recouverte de son manteau de super-isolation. c) Procédure de montage de la cavité dans son berceau. d) Le cryomodule dans la fosse expérimentale. e) Vue panoramique de la zone de test.

4.2 Premiers tests du cryomodule en couplage critique

4.2.1 Principe des tests « basse puissance »

D'un point de vue RF, le but premier de cette étude expérimentale est de mesurer le Q_0 de la cavité, avec le maximum de précision possible. On peut montrer [54] que l'erreur sur la mesure du Q_0 est minimisée lorsqu'on se trouve dans une situation de couplage critique sur le port incident : la longueur et le diamètre de l'antenne sur le port incident doivent être choisis tels que $\beta_i = 1 + \beta_t$ (cf. *Partie 2.1.4*).

De façon générale, l'antenne sur le port du signal transmis est choisie telle que $\beta_t \ll 1$, et on établit le couplage incident de sorte que $\beta_i \approx 1$, pour se placer dans la condition où $Q_i \approx Q_0 \approx 2Q_L$.

Notons aussi que le fait de se placer dans une condition proche du couplage critique permet de minimiser la puissance réfléchie au niveau du port coupleur. Théoriquement, si l'on se trouve en couplage critique parfait, cette puissance est même nulle (et $P_{cav} = P_i$). Autrement dit, toute la puissance RF incidente sur le port de puissance est injectée dans la cavité. C'est pour cette raison que l'on parle de test « basse puissance » car la condition de couplage permet d'amener seulement la puissance nécessaire pour obtenir des gradients accélérateurs de plusieurs MV/m dans la cavité (avec $Q_0 \approx 1.10^{10}$, pour $E_{acc} \approx 8,5$ MV/m, on a $P_{cav} \approx 10$ W).

Cette mesure n'est cependant pas évidente à réaliser lors de test à très basse température (2 K), lorsque le Q_0 de la cavité est très élevé ($\sim 1.10^{10}$) : la bande passante est alors très étroite ($\Delta f = f_0/Q_L < 1$ Hz). De plus, la fréquence de résonance varie de plusieurs Hertz sous l'effet des différentes perturbations microphoniques. Il est donc nécessaire de disposer d'un système de régulation qui permet d'asservir la fréquence de l'onde injectée à celle de la cavité. Pour ces tests en couplage critique, on n'utilise pas le système numérique LLRF qui génère un signal à fréquence fixe, mais une boucle à verrouillage de phase qui permet de suivre les variations de la fréquence de résonance de la cavité. En effet, afin de pouvoir injecter le maximum de puissance dans la cavité, d'identifier les sources de perturbations et d'étudier le comportement du système d'accord, il est nécessaire de pouvoir suivre les variations de la fréquence de résonance.

Le principe de fonctionnement de ce système à verrouillage de phase, spécialement développé pour le nouveau dispositif expérimental 700 MHz, est décrit par le schéma de principe du banc de test en Figure 4.15. La régulation du signal RF est basée sur l'observation du déphasage entre les signaux RF en entrée et en sortie de la cavité. S'il y a un déphasage, cela signifie que la fréquence du signal injecté dans la cavité n'est pas égale à la fréquence de résonance. Un signal d'erreur est donc détecté au niveau du comparateur. Il est ensuite filtré et amplifié afin de réajuster la tension de contrôle de l'oscillateur (ou VCO, pour « Voltage Controlled Oscillator »). Ainsi, on réajuste la fréquence du signal délivré par l'oscillateur, pour que celui-ci suive les variations de fréquence de la cavité.

Après le VCO un déphaseur permet de compenser le déphasage induit par les câbles et un atténuateur variable permet de contrôler la consigne sur l'amplitude du signal envoyé vers

la cavité.

Des coupleurs de mesures insérés dans la ligne de l'incident et du transmis permettent de mesurer les images des puissances P_i , P_r et P_t . Comme démontré dans la *Partie 2.1.4*, en faisant le bilan sur ces puissances, il est possible de déterminer Q_0 et E_{acc} à un instant donné. Toutefois, il est d'abord nécessaire déterminer les couplages incident et transmis dans la cavité. On rappelle les différentes étapes (évoqués dans le chapitre 2) de la mesure pour obtenir la courbe caractéristique $Q_0 = f(E_{acc})$ d'une cavité :

– 1^{ère} étape : La mesure de Q_L

La mesure de Q_L se fait par l'observation du temps de décharge de la cavité à bas champ accélérateur sur le signal P_t . Un amplificateur logarithmique convertit la décroissance exponentielle de la puissance dans la cavité, exprimée en Watts, en une droite décroissante en dBm. L'image de cette puissance en dBm est donnée en volts et observée à l'aide d'un oscilloscope. Lors de la mesure de la pente de cette droite on obtient la constante de décroissance (en secondes)⁸ :

$$\frac{\tau_{cav}}{2} = \frac{10C}{\ln(10)} \frac{|t_2 - t_1|}{|V(t_2) - V(t_1)|} \quad (4.1)$$

où C est le facteur de conversion (V/dBm) propre à l'amplificateur logarithmique et t_1 et t_2 sont deux instants de mesures. La valeur de Q_L est ensuite déduite avec la formule 2.90, que l'on rappelle ici :

$$Q_L = \frac{\omega_0 \tau_{cav}}{2} \quad (4.2)$$

– 2^{ème} étape : Couplage incident et transmis

Avant d'observer la pente de décharge de la cavité, il faut prendre soin de mesurer P_i et P_r et P_t afin de déterminer les valeurs des couplages incident et transmis :

$$Q_i = \frac{2 Q_L}{1 \pm \sqrt{P_r/P_i}} \quad (4.3)$$

$$Q_t = 4 Q_L \frac{P_i}{P_t} \frac{1 \pm \sqrt{P_r/P_i}}{2} \quad (4.4)$$

Le signe « + » correspond au cas sur-couplé et le signe « - » au cas sous-couplé. Les valeurs de Q_i et Q_t sont mesurées au début de la procédure expérimentale. Ce sont des grandeurs fixes qui dépendent essentiellement de la géométrie des antennes.

– 3^{ème} étape : mesure de Q_0 et E_{acc}

Avec les formules 2.98 et 2.99, il est alors possible de déterminer le champ accélérateur et le facteur de qualité de la cavité pour différentes puissances injectées :

8. Par cette mesure sur la décroissance du signal P_t , on observe en réalité la décroissance de l'énergie stockée dans la cavité ($W \propto P$). La constante de décroissance est alors deux fois plus rapide ($\tau_{cav}/2$) que celle de l'amplitude des champs dans la cavité ($W \propto E^2$).

$$Q_0 = \frac{Q_t P_t}{P_{cav}} \quad (4.5)$$

avec,

$$P_{cav} = P_i - P_r - P_t \quad (4.6)$$

$$E_{acc} = \frac{\sqrt{2(r/Q)}}{L_{acc}} \sqrt{Q_t P_t} \quad (4.7)$$

où l'on prend pour (r/Q) la valeur théorique calculée lors des simulations électromagnétiques pour le design de la cavité.

Afin de mener à bien ces mesures de facteur de qualité de la cavité, il faut, au préalable, étalonner la chaîne de mesure. Cette opération consiste à évaluer précisément les atténuations des câbles, des composants RF à l'intérieur du pilote et des coupleurs de mesures. Ces atténuations, ne peuvent être négligées car toute la partie mesure est déportée dans une salle de contrôle/commande en raison du rayonnement X, notamment dû à l'émission de champ dans la cavité. Dans notre cas, la longueur des câbles de mesures, entre le fond de la fosse expérimentale et la zone de contrôle, est de l'ordre de 40 mètres.

Afin de corriger les mesures déportées et de déterminer les puissances réelles aux points voulus (c'est-à-dire au niveau des traversées RF en entrée et sortie de cavité), une calibration du système complet est effectuée à chaque début de mesure, une fois que le cryomodule est thermalisé (environ 24 heures après le début de la mise en froid⁹). La méthode d'étalonnage utilisée est une procédure classique à l'IPNO, on ne l'exposera pas ici, mais elle est décrite en détails dans [54].

De même, les différentes étapes des calculs pour évaluer les erreurs de mesure sur Q_t , Q_i , Q_0 et E_{acc} sont détaillées et discutées dans [54]. Ici, on retiendra simplement que les erreurs relatives sur la mesure du facteur de qualité, ϵ_{Q_0} , et du champ accélérateur, $\epsilon_{E_{acc}}$, s'écrivent :

$$\begin{cases} \epsilon_{Q_0} = \epsilon_{Q_t} + \epsilon_{P_{cav}} + \epsilon_{mesure} \\ \epsilon_{E_{acc}} = \epsilon_F + \frac{1}{2} (\epsilon_{Q_t} + \epsilon_{mesure}) \end{cases} \quad (4.8)$$

ϵ_{mesure} représente l'erreur systématique faite sur la mesure des puissances. Elle comprend l'incertitude relative sur la calibration des câbles ; elle est de l'ordre de 4%.

ϵ_{Q_t} est l'erreur relative sur la mesure du couplage transmis Q_t . Elle s'exprime comme $\epsilon_{Q_t} = \epsilon_{Q_L} + 2\epsilon_{mesure}$, où ϵ_{Q_L} est l'erreur sur la mesure de Q_L et donc de τ_{cav} qui est de l'ordre de : $\epsilon_{Q_L} \sim 5,5\%$ (soit $\epsilon_{Q_t} \sim 13,5\%$).

$\epsilon_{P_{cav}}$ est l'erreur sur la mesure de la puissance stockée dans la cavité. Elle s'exprime par différentiation de l'expression 4.6, et il est possible de montrer qu'elle dépend du couplage incident [54] :

9. L'atténuation d'un câble varie significativement avec la température. Il convient de procéder à l'étalonnage des câbles présents dans le module lorsque ceux-ci sont bien thermalisés.

$$\epsilon_{P_{cav}} = \epsilon_{mesure} \frac{1 + \left(\frac{2}{1+1/\beta_i} - 1 \right)^2}{1 - \left(\frac{2}{1+1/\beta_i} - 1 \right)^2} \quad (4.9)$$

Enfin, ϵ_F représente l'erreur sur le facteur $F = \frac{\sqrt{2(r/Q)}}{L_{acc}}$. Elle caractérise essentiellement l'incertitude sur l'évaluation du (r/Q) ; on peut considérer que $\epsilon_F \sim 5\%$.

Ainsi, on constate que l'erreur sur E_{acc} est constante tandis que l'erreur sur le Q_0 dépend de Q_i . Comme évoqué précédemment, cette erreur est minimisée lorsqu'on est proche du couplage critique. Il est donc primordial, lors de la préparation de la cavité, de déterminer les longueurs d'antennes adéquates pour obtenir les couplages Q_i et Q_t souhaités.

4.2.2 Préparation de la cavité

Avant de procéder au test de la cavité il est nécessaire d'accorder une grande importance à sa préparation et au nettoyage de ses surfaces internes. Le polissage de ses surfaces est indispensable pour augmenter au maximum ses performances et pour réduire l'intensité des rayonnements X produits par bremsstrahlung. Il permet d'éliminer la couche superficielle polluée et endommagée lors de la fabrication ou lors d'une longue exposition à l'air ambiant. Le but de cette procédure est ainsi de réduire les irrégularités de surfaces, d'éliminer les poussières afin de minimiser les risques de présence de sites d'émissions électroniques et de minimiser le coefficient d'émission secondaire.

Cependant, avant de procéder à ce nettoyage et à la fermeture de la cavité en salle blanche il faut déterminer les longueurs d'antennes sur le port incident et le port du transmis pour obtenir les couplages Q_i et Q_t souhaités lorsque la cavité sera supraconductrice.

Mesure de couplages pour le choix des longueurs d'antennes

Pour les tests en couplage critique, on a visé une longueur d'antenne pour avoir $Q_i \approx 7.10^9$, car pour les premières expériences on souhaite mesurer le Q_0 de la cavité à 1,8 K mais aussi à 4,2 K : on a donc choisi une valeur intermédiaire entre 5.10^9 (Q_0 attendu à 4,2 K) et 1.10^{10} (Q_0 attendu à 1,8K). Pour Q_t , on a visé une valeur autour de 2.10^{11} , afin que la mesure ne perturbe pas le signal stocké dans le résonateur. Pour ces tests, on utilise le port de puissance pour le couplage incident et le port « pick-up » pour la mesure du transmis.

La détermination des longueurs d'antennes pour obtenir les valeurs de Q_i et Q_t souhaitées s'effectue « en transmis » à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel.

« A chaud » (c'est-à-dire à 300 K), le facteur de qualité de la cavité est relativement faible (~ 7500) comparé à la valeur attendue à froid ($\sim 1.10^{10}$ à 1,8 K). Or, les valeurs souhaitées pour Q_i , proche de Q_0 (1,8 K), et celle pour Q_t , supérieure à 1.10^{11} , sont très éloignées de $Q_0(300\text{ K})$. On utilise donc une antenne assez grosse pour assurer un couplage incident Q_{inj} le plus proche possible du $Q_0(300\text{ K})$ (cf. Figure 4.16), afin d'injecter un maximum de signal

et d'optimiser la mesure des couplages en transmis Q_{tran} (cf. Figure 4.16).

La procédure, décrite par la Figure 4.16, est donc la suivante : on utilise les tubes faisceau pour le couplage Q_{inj} et on mesure le couplage Q_{tran} en faisant varier la longueur d'antenne sur le port de puissance pour atteindre la valeur de Q_i souhaitée, et en faisant varier la longueur d'antenne sur le port « pick-up » pour atteindre la valeur de Q_t souhaitée.

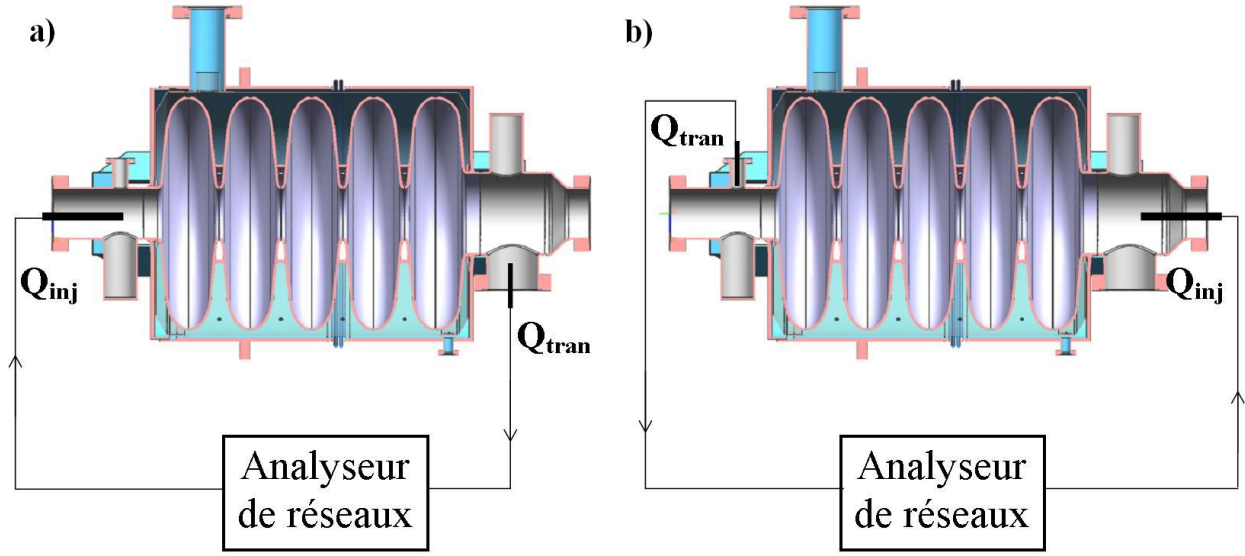


FIGURE 4.16 – a) Principe pour la mesure du couplage Q_i en fonction de la longueur d'antenne sur le port de puissance. b) Principe pour la mesure du couplage Q_t en fonction de la longueur d'antenne sur le port « pick-up ».

Les valeurs de Q_{inj} et Q_{tran} sont calculées avec les formules suivantes :

$$Q_L = \frac{f_0}{BP_f} \quad (4.10)$$

$$Q_{inj} = \frac{2Q_L}{1 \pm |S_{11}|} \quad (4.11)$$

$$Q_{tran} = \frac{2Q_L (1 \pm |S_{11}|)}{S_{21}^2} \quad (4.12)$$

où S_{11} est le coefficient de réflexion sur le port où le signal est injecté, et S_{21} est le coefficient de transmission du signal depuis le port d'injection vers le port de transmission. Avec l'analyseur de réseau, on mesure ces coefficients en dB (S_{11}^{dB} , S_{21}^{dB}). Les définitions de S_{11} , S_{21} s'écrivent donc :

$$S_{11}^2 = \frac{P_r}{P_i} = \left(10^{\frac{S_{11}^{dB}}{20}} \right)^2 \quad (4.13)$$

$$S_{21}^2 = \frac{P_t}{P_i} = \left(10^{\frac{S_{21}^{dB}}{20}} \right)^2 \quad (4.14)$$

La mesure de Q_{inj} permet de déterminer si l'on est sur-couplé ou sous-couplé et donc de déterminer s'il faut prendre le signe « + » ou le signe « - » dans les formules 4.11 et 4.12. Notons que cela peut être déterminé rapidement par une visualisation, à l'analyseur de réseau, de la trace de S_{11} dans l'Abaque de Smith (cf. Figure 4.17). Si le point central est à l'intérieur du cercle, la cavité est sur-couplée ; s'il est à l'extérieur, la cavité est sous-couplée.

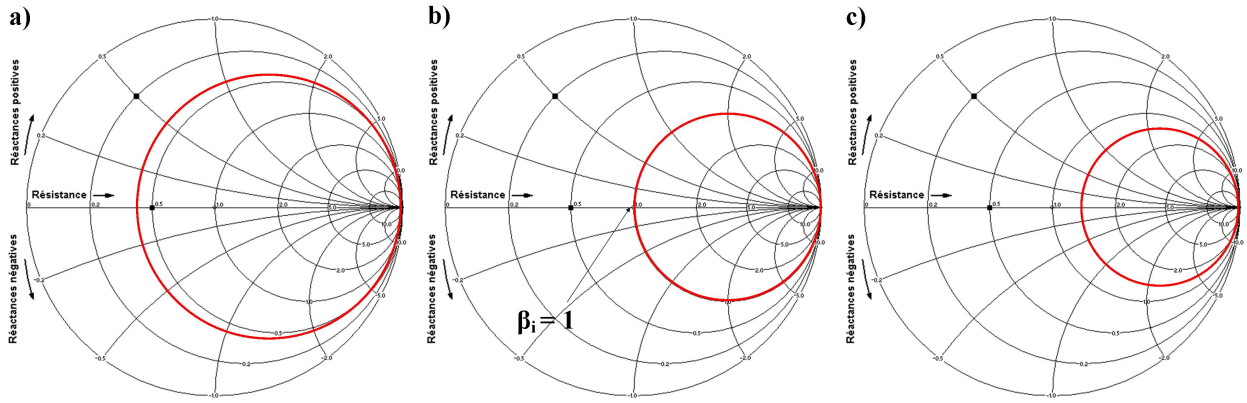


FIGURE 4.17 – Représentation de la trace de S_{11} dans l'Abaque de Smith lors d'une mesure « à chaud ». a) Cas sur-couplé. b) Cas du couplage critique. c) Cas sous-couplé.

Finalement les mesures des couplages Q_i et Q_t en fonction des longueurs d'antennes sont tracées en Figure 4.18. Toutes les antennes utilisées pour ces mesures ont un diamètre de 6 mm.

Conditionnement de la cavité

Une fois les longueurs d'antennes déterminées, la cavité est disponible pour être nettoyée et préparée dans un environnement propre (cf. Figure 4.19).

Dans un premier temps la cavité est plongée dans une solution dégraissante basique, un mélange d'eau déminéralisée et d'un détergent alcalin moussant. L'effet de dégraissage est amplifié par la résonance d'ultrasons dans le bain où est immergée la cavité. Elle est plongée (cf. Figure 4.19 a)) dans la solution dégraissante pendant environ 50 minutes, puis elle est abondamment rincée à l'eau déminéralisée.

Les surfaces internes de la cavité sont polies grâce à une circulation d'une solution acide PNF. Le PNF est un mélange d'acides Phosphorique, Nitrique et Fluorhydrique. Il est plus communément appelé BCP pour « Buffered Chemical Polishing ». Ces trois acides jouent chacun un rôle différent dans l'attaque chimique des parois : l'acide nitrique oxyde la surface de niobium tandis que l'acide fluorhydrique a pour rôle de dissoudre cette couche oxydée, et l'acide phosphorique permet de ralentir la cinétique de dissolution trop violente et surtout exothermique.

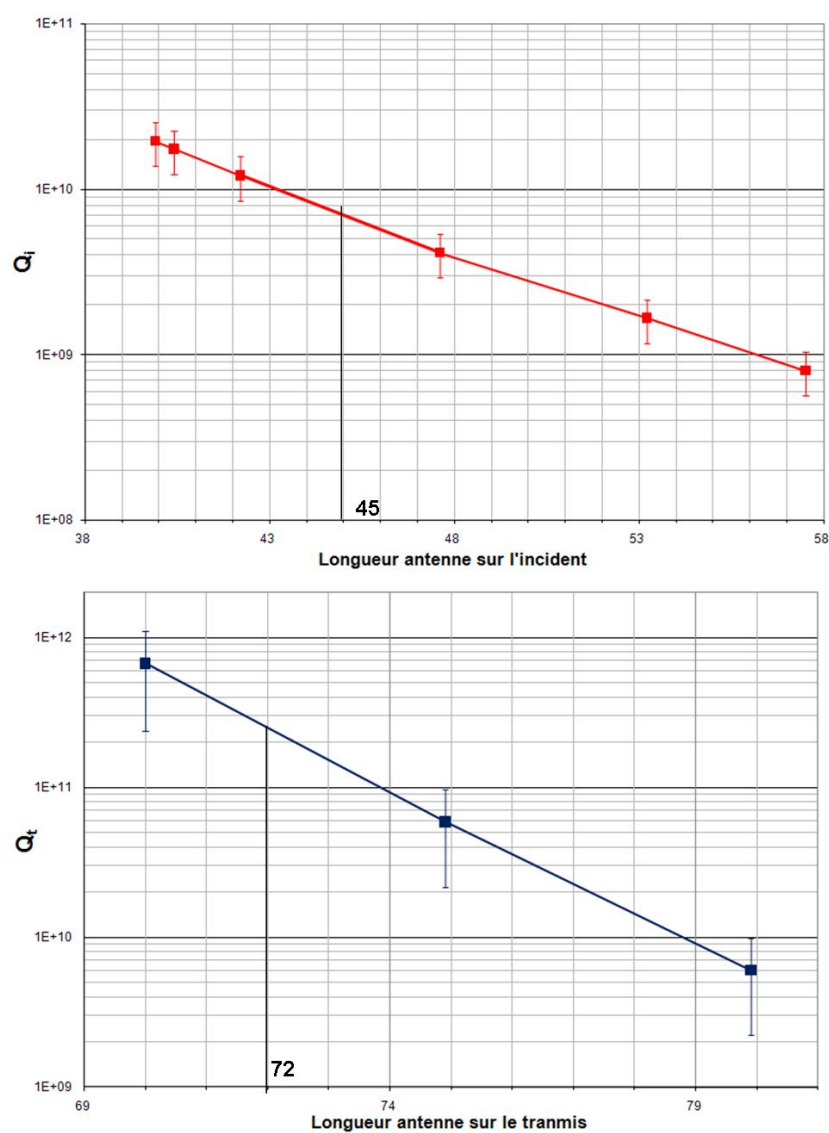


FIGURE 4.18 – Estimation des couplages en fonction de la longueur des antennes (ces mesures sont réalisées « à chaud »).

Afin d'homogénéiser l'attaque chimique, et d'éviter la stagnation du PNF et donc la création de points chauds, l'acide est en circulation forcée (cf. Figure 4.19 b)). La cinétique de réaction est liée à la température. Il est donc important d'uniformiser la température du bain afin d'avoir un bon contrôle de l'épaisseur de paroi retirée. Cette épaisseur retirée est contrôlée, au niveau des tuves faisceau, par des mesures ponctuelles à l'aide d'une sonde ultrason. Mais pour avoir une idée de sa valeur moyenne, une pesée de la cavité est effectuée avant et après traitement.

Pour la cavité Psyché, un traitement chimique a été appliqué pendant 35 minutes, et une élévation de température de 7°C a été observée. La pesée a révélé qu'une couche d'épaisseur moyenne de $\sim 27 \mu\text{m}$ a été retirée, ce qui représente une augmentation de la fréquence de résonance de la cavité de $\sim 110 \text{ kHz}$ ¹⁰.

Il faut noter que le PNF est extrêmement nocif, en particulier à cause de l'acide fluorhydrique dont tout contact avec la peau doit être évité. Lors de ces procédures, les opérateurs sont protégés (combinaison, masque à gaz), et c'est aussi pour cela qu'elles sont réalisées en circuit fermé sous hotte. Une fois la procédure terminée, l'acide est évacué dans un réservoir de stockage et la cavité est abondamment rincée, puis remplie d'eau déminéralisée, pour faire remonter le pH. Elle est ensuite transportée en salle blanche.

Les procédures de rinçage et de montage final sont effectuées dans une salle blanche de classe ISO5¹¹.

Le rinçage HPR (« High Pressure Rincing ») est la dernière opération de nettoyage de la cavité. Elle consiste à nettoyer la cavité à l'aide de jet d'eau déminéralisée ultra-pure à une pression d'environ 100 mbar. Pour cela, la cavité est installée sur un chariot et une canne verticale translate, le long de l'axe faisceau, en effectuant un mouvement de rotation sur elle-même (cf. Figure 4.19 c)). Au bout de la canne, quatre jets d'eau sont expulsés dans des directions perpendiculaires au mouvement de translation de la canne.

La procédure comporte cinq passages, où la canne avance dans la cavité à une vitesse d'environ 30 mm/min, soit une durée totale de la procédure d'environ 2h30. La cavité est ensuite laissée en séchage, pendant un minimum de 24 heures, sous le flux laminaire de la salle blanche. L'assemblage des brides, traversées RF, et antennes a ensuite été effectué pour le test en couplage critique (cf. Figure 4.19 d)). En fin de montage, des tests de fuites sont effectués pour vérifier le bon montage des brides et de leurs joints. Dans le cas de la cavité Psyché, après les tests de fuite, la cavité n'est pas maintenue sous vide pour sa sortie de la salle blanche. Elle est simplement mise sous atmosphère neutre (azote filtré) à la pression atmosphérique, afin de limiter les contraintes lors du montage du système d'accord autour du tank hélium.

10. d'après les mesures de fréquence effectuées, « à chaud », avant et après chimie.

11. On classe les salles blanches suivant le nombre et la taille des particules par unité de volume. Le standard ISO 14644-1 donne la quantité de poussière par unité de volume, il est exprimé en mètres cube (norme européenne). Une zone de classe ISO5 signifie par exemple qu'il n'y a aucune particule de plus de 5 μm , moins de 83 particules/ m^3 de plus de 1 μm , moins de 352 particules/ m^3 de plus de 0,5 μm et moins de 100 000 particules/ m^3 de plus de 0,1 μm



FIGURE 4.19 – a) Dégraissage de la cavité dans le bac à ultrasons. b) Attaque chimique en circuit fermé, sous hotte. L'oxyde de niobium donne une coloration verte à l'acide. c) Procédure de HPR en salle blanche. d) Montage des brides et fermeture de la cavité en salle blanche.

L'ensemble de ces procédures de nettoyage a été effectué dans les installations de l'IPN d'Orsay (« salle de chimie » + salle blanche), lors des préparations de tests. Une fois la cavité sortie de salle blanche, le système d'accord est immédiatement mis en place autour du tank. La cavité est alors complètement habillée pour son insertion dans le cryomodule.

4.2.3 Premiers tests RF

Problèmes rencontrés et première mesure des performances RF

Jusqu'à présent plusieurs tests ont été menés entre septembre 2010 et mars 2011. Ces tentatives se sont révélées infructueuses, en particulier du point de vue des mesures RF pour la caractérisation de la courbe $Q_0 = f(E_{acc})$. En effet, durant cette première campagne de tests de nombreux problèmes techniques ont été rencontrés.

Un problème récurrent et très handicapant a été la présence de fuites cryogéniques dues à la rupture, à deux reprises, d'un cordon de soudure du tank hélium. En effet, lors du premier test il a été remarqué, à la fin de la procédure de mise en froid de la cavité, que le vide d'isolement se dégradait considérablement lorsque le tank hélium de la cavité atteignait une température proche de 30 K, c'est-à-dire lorsqu'une partie de l'hélium présent dans le tank commençait à devenir liquide. On observait alors une augmentation lente, de 10^{-6} mbar à 10^{-5} mbar, puis brusque (en quelques secondes) jusqu'à 10^{-4} mbar et plus.

En présence de cette fuite il est impossible d'envisager un pompage du bain pour atteindre des températures plus basses (autour de 2 K). En effet, dans ces conditions, l'hélium liquide passe dans son état superfluide avec une viscosité nulle, le risque de perte d'hélium est alors fortement accru. Il a donc été décidé d'arrêter le test et de réchauffer le module pour identifier l'origine de la fuite.

Des tests de fuites à température ambiante ont révélé qu'une petite « crique » s'était formée dans un cordon de soudure du tank (celui de fermeture, effectué avec le procédé TIG, cf. Figure 4.5 b) et c)). Dans ces conditions, il a été choisi de renvoyer la cavité chez le fabricant (ZANON, en Italie), afin de procéder à une réparation locale du cordon de soudure. Ceci a fortement retardé le programme expérimental. A la suite de la réparation, des procédures de « chocs thermiques » ont été appliquées sur le tank par des remplissages successifs d'azote. Des tests de fuite sur le tank n'ont révélé aucun nouveau point faible sur le cordon de soudure : la réparation a donc été validée.

Toutefois, lors de nouveaux tests dans le cryomodule, une nouvelle fuite cryogénique est apparue. Après un nouveau re-démontage de la cavité, il s'est avéré que le même cordon de soudure s'était « craquelé »¹², à un autre endroit. La réparation a, cette fois-ci, été effectuée à l'IPNO et plusieurs séries de chocs thermiques à l'azote, effectués sur le tank après cette seconde réparation, ont montré que le cordon de soudure semblait consolidé.

Un autre problème qui n'a pas été détecté dès le premier test est le mauvais fonctionnement de la boucle de régulation à verrouillage de phase. En effet, les fuites cryogéniques

12. Ces fissures ne sont pas plus large qu'un cheveux.

empêchant le fonctionnement à 1,8 K, on a tout de même essayé de mesurer le Q_0 à 4,2 K. On s'est alors rendu compte qu'il était très difficile d'injecter un signal dans la cavité. Il s'est avéré qu'une erreur subsistait dans l'asservissement de la boucle et que le signal généré par le VCO suivait bien les variations de fréquence de la cavité, mais avec un décalage de 100 kHz. Le spectre en fréquence du signal envoyé sur le port incident n'était donc pas centré sur la fréquence de la cavité. Seule une infime partie du signal pénétrait dans la cavité, mais la majeure partie de ce signal incident était réfléchi. Les mesures de puissances étaient alors complètement faussées, et il était impossible de mesurer les couplages sur la cavité. A la suite de ces observations, plusieurs défauts ont été identifiés et corrigés. En particulier une dissymétrie sur un amplificateur de la boucle et le réajustement de l'amplitude des signaux en entrée du mélangeur utilisé. Les valeurs des correcteurs de boucle ont aussi été modifiées.

Malgré les aléas précédemment décrit un premier test à 1,9 K du cryomodule a été réalisé en octobre 2011. Ce test a donc permis de valider la procédure de réparation du tank hélium ainsi que les modifications apportées sur la boucle PLL. L'évolution du facteur de qualité en fonction du champ accélérateur a été mesurée : elle est présentée en Figure 4.20.

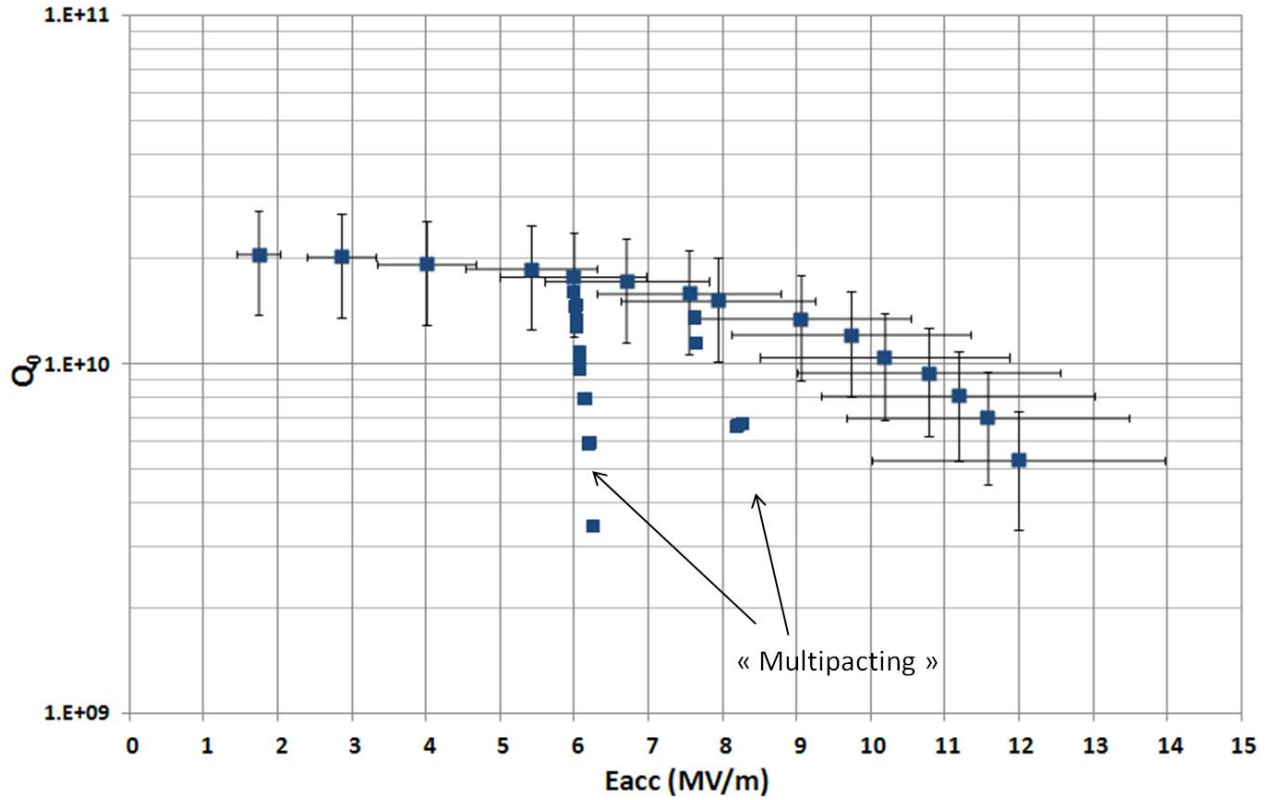


FIGURE 4.20 – Facteur de qualité de la cavité en fonction du champ accélérateur avec un bain d'hélium à 1,9 K (pour $\beta = \beta_g = 0,47$).

Le facteur de qualité à bas champ, $Q_0 = 2.10^{10}$, correspond à la valeur attendue : il est similaire aux valeurs mesurées lors des premiers tests de la cavité en cryostat vertical (cf. Figure 4.3). La résistance de surface est alors de $R_s \approx 9 \text{ n}\Omega$, soit $R_{res} + R_{mag} \approx 6 \text{ n}\Omega$ car

$R_{BCS}(1,9 \text{ K} ; 704,4 \text{ MHz}) \approx 3 \text{ n}\Omega$ ¹³.

Le quench été observé pour une valeur de champ accélérateur d'environ 12 MV/m, ce qui est un peu inférieur à la valeur mesurée lors des premiers tests en cryostat vertical (~ 14 MV/m). L'hypothèse la plus probable expliquant ce quench un peu plus précoce serait le fait que « le plat de champ » de la cavité soit dégradé (cf. *Partie 4.3*). Cette valeur reste toutefois acceptable et elle est supérieur à la valeur requise pour un fonctionnement nominal de la cavité ($E_{acc} = 8,5 \text{ MV/m}$, $Q_0 = 5.10^9$)¹⁴.

Test du système d'accord à froid

La dynamique du système d'accord lorsqu'il est actionné par le moteur a aussi été mesurée. Le but de ces tests était de caractériser les performances mécaniques du système d'accord « lent » (actionné par le moteur), évaluées sur plusieurs critères : la course maximale de déplacement, l'hystérésis mécanique et la fiabilité du système.

La course maximale de déplacement donne l'intervalle de fréquence dans lequel la fréquence de résonance de la cavité peut être réglée. Elle correspond au déplacement maximum que peut effectuer l'écrou avant d'arriver en butée, au bout de la vis. La Figure 4.21 montre la dynamique complète du système : pour 20 tours de vis, la fréquence de résonance de la cavité a augmenté de 260 kHz. Cette gamme de réglage est assez large, puisqu'elle correspond à environ 2600 fois la largeur de la bande passante lorsque la cavité sera en couplage machine. Nous verrons dans le chapitre 5 que ceci a son importance lorsque qu'une cavité « tombe en panne » dans le linac et qu'il est nécessaire de dérégler sa fréquence de résonance pour qu'elle ne perturbe pas le passage du faisceau.

Ce système a pour première fonction d'approcher la fréquence de résonance de la façon la plus précise autour de 704,4 MHz lors de la mise en fonctionnement de la cavité. Pour cela, le moteur pas à pas, associé a son réducteur, peut être contrôlé avec une précision de 140 800 pas par tour de vis. Soit, en tenant compte des mesures, une précision de réglage moyenne sur la fréquence de la cavité de $\sim 0,01 \text{ Hz}$.

Mais il faut aussi tenir compte de l'hystérésis mécanique, qui est propre au système. Il donne l'erreur de positionnement du système d'accord, à consigne identique, si le système est en phase montante ou descendante. Sur la Figure 4.21, on fait apparaître deux courbes. La première donne la course complète du moteur et la seconde est la course effectuée lors de la première mise en route du moteur. Pour ce premier passage on a constaté un hystérésis

13. Ceci permet de vérifier que les différents blindages magnétiques ont permis d'écranter le champ présent dans la fosse expérimentale. Le sol en béton armé de la fosse, dans laquelle se trouve le cryomodule, a été fortement « magnétisé » (plus de 3 Gauss par endroit) par les dipôles du cyclotron AGOR. Une induction magnétique d'une telle intensité peut fortement dégrader l'état supraconducteur de la cavité. En plus de celui placé dans le tank hélium, un blindage en μ -métal a donc été ajouté autour du cryomodule afin de diminuer la valeur moyenne de cette induction de $\sim 3 \text{ Gauss}$ à $\sim 0,35 \text{ Gauss}$ (Soit à peu près la valeur du champ magnétique terrestre), à l'intérieur du module.

14. La précision des mesures, et notamment celle des couplages Q_i et Q_t sera affiné lors d'un prochain test en couplage critique.

plus important (11 kHz maximum) qui est dû à la « mise en place » des différents éléments mécaniques lors de cette première action. En effet, lors de la mise en froid les matériaux se contractent, les jeux entre les pièces mécaniques se modifient. Il est alors nécessaire d'actionner plusieurs fois le système afin d'obtenir la courbe de course totale avec l'hystérésis le plus faible possible. Lors d'une seconde passe on observe un hystérésis maximum de 7 kHz au milieu de la course du SAF (courbe bleue). Lors de petits déplacements autour d'un point de fonctionnement, l'hystérésis observé est de ~ 2 kHz. Cette valeur demeure assez importante, toutefois l'étude expérimentale n'ayant pas été menée dans des conditions optimales elle n'a pu être poursuivie. Lors de prochains tests il est prévu de caractériser de façon plus précise l'évolution de cet hystérésis en réalisant un plus grand nombre « d'aller-retour ».

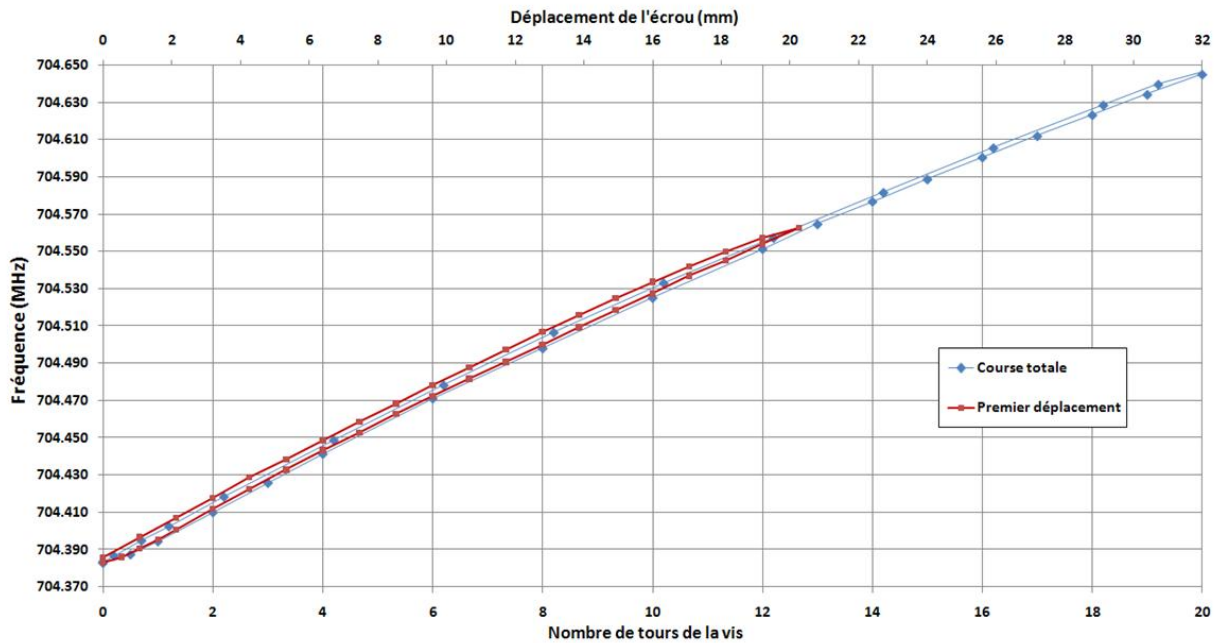


FIGURE 4.21 – Sensibilité en fréquence de la cavité, en fonction du nombre de tours effectués par la vis du moto-réducteur et de la course de l'écrou.

En ce qui concerne la fiabilité de déplacement du moteur, il a été remarqué qu'une accélération trop brusque ou une vitesse de rotation trop importante du rotor du moteur pas à pas entraîne des phénomènes de glissement. Le moteur ne fournit pas un couple suffisant pour actionner le système d'accord. Pour cela les paramètres de contrôle (courant d'alimentation, vitesse de démarrage et vitesse de rotation) ont été ajustés de façon à favoriser un déplacement fiable du système d'accord. Ceci a montré que dans un fonctionnement nominal, ce système peut changer la fréquence de la cavité à une vitesse moyenne de ~ 400 Hz/s.

La robustesse du système est un point critique pour la fiabilité de fonctionnement de la cavité. Ce point est très délicat à évaluer lors des tests. Pour l'instant, on peut simplement remarquer que lorsque le moteur a été sollicité aucune dérive, aucun blocage ou phénomène de grippage et aucune baisse de sensibilité n'a été remarqué durant cette période.

En fonctionnement nominal, le moteur n'est pas voué à être sollicité en permanence, il permettra seulement de régler, de façon quasi-statique, la fréquence de la cavité. Ce sont les actionneurs piézoélectriques qui auront pour rôle de compenser les variations de fréquence rapides dues aux microphonies. On reviendra en détails sur une étude menée afin de caractériser le comportement dynamique du système d'accord lorsqu'il est actionné par les éléments piézoélectriques (cf. *Partie 4.4*).

4.2.4 Aspects cryogéniques

Zone de test et gestion de la cryogénie

Le cryomodule et tous ses systèmes dédiés ont été installés à l'IPNO au bâtiment 106. Cette nouvelle zone de test accueillera dans sa configuration finale deux cryomodules et un cryostat vertical. Le cryomodule 700 MHz est le premier dispositif expérimental à avoir été installé dans cette ancienne fosse du cyclotron AGOR. De nombreuses interventions ont dû être nécessaires pour rendre cette zone apte à accueillir les éléments de test des cavités supraconductrices : maçonnerie, opération de tuyautage pour l'installation du système de récupération d'hélium, installation des systèmes de pompes, installation des circuits de refroidissement à l'eau, etc.

Ensuite, c'est une année de travail d'équipe qui a été consacrée à l'installation de ce premier dispositif expérimental incluant la mise en place de la source RF, la pose des blocs de bétons de protection, le montage mécanique du cryomodule, la mise en place de l'ensemble de l'instrumentation, le câblage des armoires automates, l'installation complète de la salle de contrôle et commande, le développement des programmes LabviewTM, etc.

Toutes les données concernant les mesures de température, de pression, de niveau de débit, d'état des différents actionneurs (vannes, pompes), de rayonnement X, de taux d'oxygène¹⁵ sont rapatriées, via un automate, vers la salle d'acquisition, par protocole TCP/IP, où un ordinateur dédié gère les processus liés à la cryogénie.

L'automate permet de gérer les différentes étapes de fonctionnement du cryomodule, les conditions de passage et les sécurités (températures, pressions). Il permet notamment de contrôler la pression du bain d'hélium et sa température, grâce à des systèmes de régulation et des correcteurs PID internes à l'automate agissant sur :

- Les niveaux de remplissage des réservoirs tampons.
- L'ouverture, sur le circuit hélium, des vannes d'interface entre la boîte à vannes et le cryomodule.
- L'ouverture, sur le circuit hélium, des vannes de dégazage vers la sortie du cryomodule.

15. Un système de détection du taux d'oxygène a été installé, en bas de la fosse expérimentale pour des raisons de sécurité. En effet, si une fuite survient sur l'amenée ou le refoulement du circuit d'azote, ce gaz aura tendance à stagner au fond de la fosse expérimentale. Les risques d'asphyxie ont donc dû être prévus par différents systèmes d'alarme qui se déclenchent lorsqu'une baisse du taux d'oxygène survient.

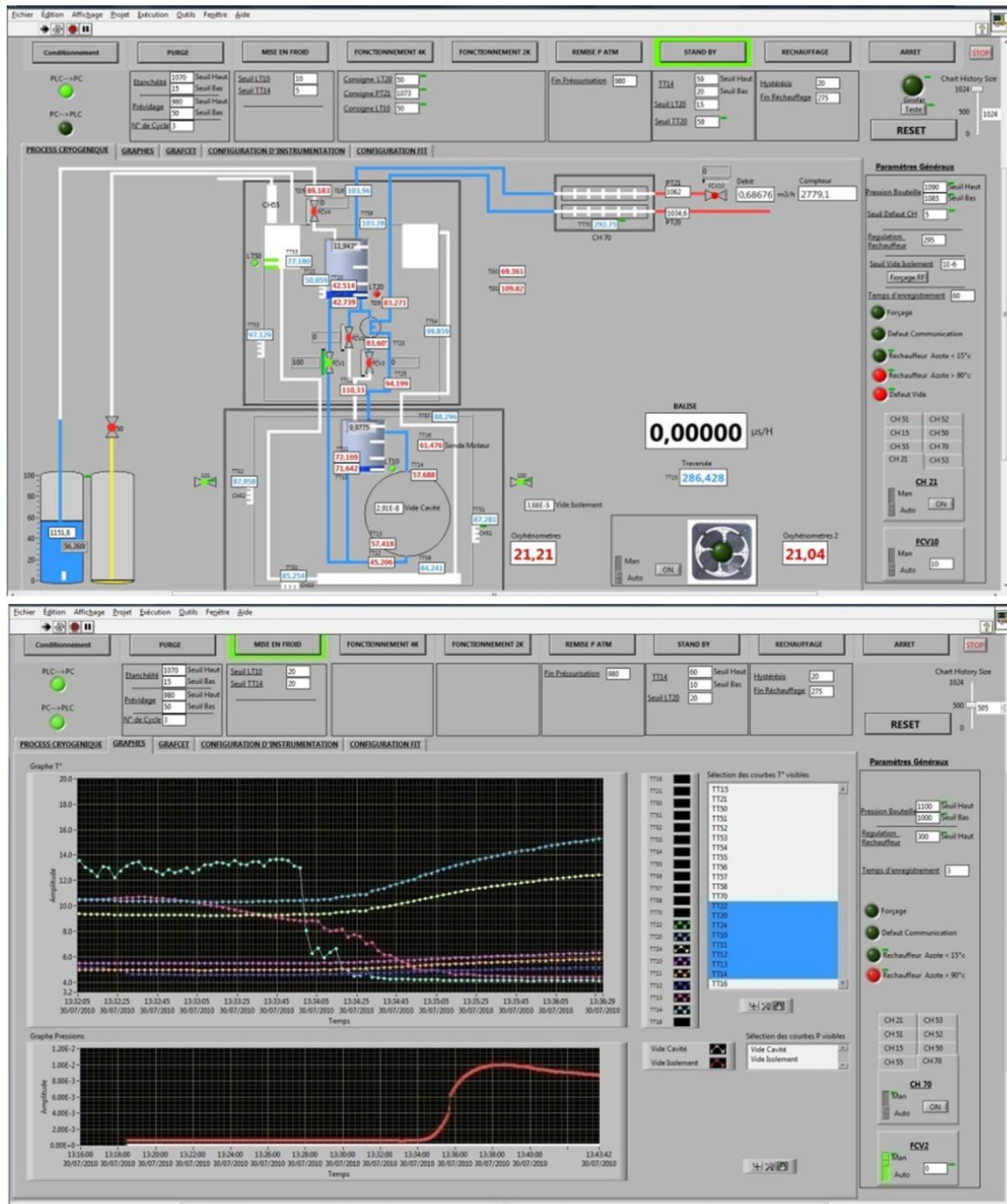


FIGURE 4.22 – Vue du programme de supervision pour la gestion de la cryogénie (Développement du système contrôle/commande de l'installation cryogénique effectué par Ayoub El Tarr (IPNO)).

Une interface utilisateur développée sous LabviewTM gère la mise en forme, la sauvegarde et la visualisation des différents paramètres. Le taux de rafraîchissement de ces données est inférieur à la seconde. Ce programme (cf. Figure 4.22) permet de contrôler les différentes étapes de fonctionnement du module que sont :

- L'étape de mise en froid, c'est à dire la descente en température de la cavité de 300 K à 4,2 K ou à 1,8 K.
- L'étape de fonctionnement, où il faut maintenir la cavité à 4,2 K ou à 1,8 K, tout en maintenant une pression stable dans le bain d'hélium afin de limiter les perturbations sur la cavité.
- L'étape de « stand-by », qui permet de réduire la consommation d'hélium, entre deux périodes de tests, tout en évitant la remontée en température de la cavité dans une zone où il y a risque « d'effet 100 K ».
- L'étape d'arrêt sécurité, qui permet d'arrêter le transfert des fluides cryogéniques en cas de problème, tout en laissant les vannes de dégazage ouvertes.
- L'étape de réchauffage, qui permet, par l'utilisation de chauffeuses d'accélérer la remontée en température dans le cryomodule en fin de test.

La mise en froid

Cette étape se décompose en deux périodes, la première est la mise en froid de l'écran thermique en aluminium avec de l'azote liquide, puis, au bout de quelques heures on commence la mise en froid du circuit hélium et de la cavité.

La Figure 4.23 donne l'évolution des températures de l'écran azote au début de la mise en froid. Ce refroidissement se fait par conduction. Le pot au bas de l'écran thermique se remplit d'azote et on peut constater que plus on s'éloigne de ce pot, plus la température descend lentement. On remarque que plus la température descend dans le module plus le vide d'isolement (vide dans le cryomodule) s'améliore en raison de l'effet de cryopompage¹⁶, bien qu'on observe aussi quelques pics de dégazage dus à des poches d'air initialement piégées dans le module.

Au bout de 9 heures, seule la partie basse de l'écran est refroidie et se rapproche de 80 K. Pour faciliter la descente en température de l'écran, la mise en froid douce du circuit hélium peut débuter quelques heures après la mise en azote. En l'occurrence la mise en hélium, décrite par la Figure 4.24, a été réalisée un jour après la mise en froid de l'écran azote. Au final, il faut environ 24 heures pour que l'écran soit thermalisé de façon homogène autour de 80 K.

La mise en froid hélium consiste donc à immerger complètement la cavité dans un bain liquide à 4,2 K. Comme on peut le constater sur la Figure 4.24, cette procédure prend aussi une dizaine d'heures. Les « sauts » sur les mesures en température viennent de la résolution

16. Les gaz à faible pression qui se trouvent encore dans le module vont se condenser sur les parois refroidies ; ils ne pourront donc plus contribuer à la conduction ni à la convection entre parois chaudes et parois froides, même s'ils se trouvent encore à l'intérieur de la zone vidée. Le cryopompage à très basse température permet d'abaisser la pression en dessous de 10^{-6} mbar.

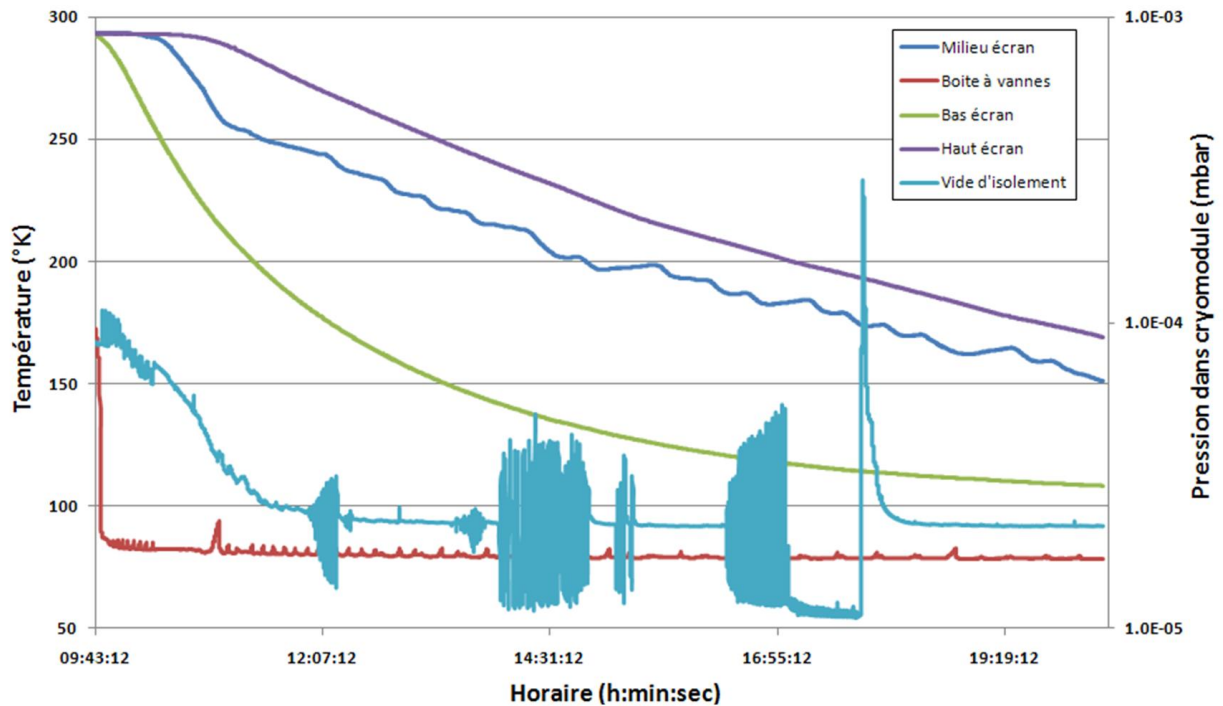


FIGURE 4.23 – Mise en froid de l'écran aluminium avec de l'azote liquide.

des sondes dont le fonctionnement est optimal en dessous de 50 K.

Pendant cette descente on remarque que la cavité reste dans l'intervalle de températures 160 K / 70 K pendant environ 3 heures : environ 1h30 pour le bas de la cavité ainsi que pour le haut de la cavité. Une telle durée ne semble pas trop gênante concernant les risques « d'effet 100 K », mais il est tout de même préférable que les zones de forts champs magnétiques ne restent guère plus d'une heure dans cet intervalle critique [54].

On a remarqué que le refroidissement de la cavité est assez lent comparé à celui du réservoir tampon placé juste au dessus (courbe « Pot cryomodule » de la Figure 4.24). Ceci est notamment dû à des pertes de charges trop importantes dans le circuit de tuyauterie spécifique à la mise en froid de la cavité. Une modification de ce circuit a donc été réalisée pour minimiser les pertes de charges lors du remplissage du tank. L'efficacité de cette modification sera à vérifier lors des prochains tests cryogéniques.

Finalement, il faut à peu près 35 heures pour réaliser une mise en froid de la cavité. Mais pour avoir une thermalisation optimale du module, l'expérience a montré qu'il faut attendre environ 72 heures. Ceci peut se faire de façon économique en maintenant le module, pendant une journée, en mode « stand-by ».

Le mode « stand-by »

Le mode de fonctionnement « stand-by » assure le maintien d'une température inférieure à 60 K tout en consommant un minimum d'hélium liquide. Le refroidissement de l'écran à

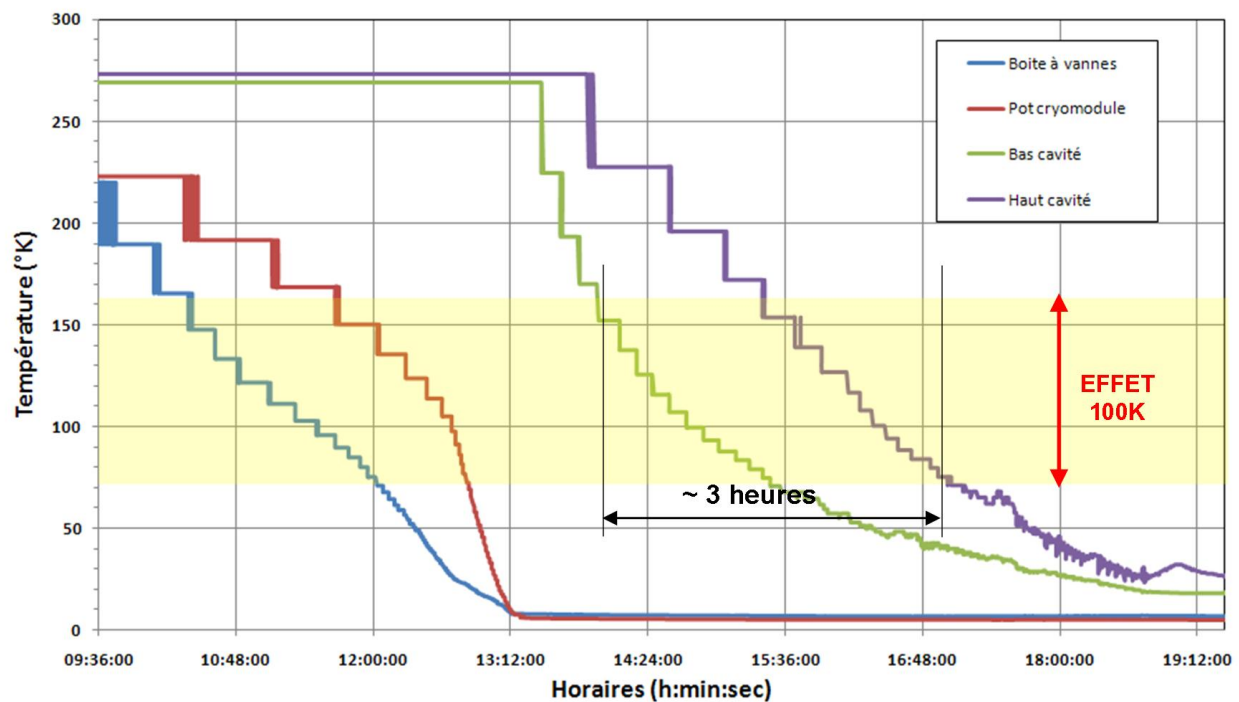


FIGURE 4.24 – Mise en froid du circuit hélium et de la cavité.

l'azote est bien sûr maintenu dans cette configuration : le contrôle se fait par le niveau d'azote présent dans le réservoir tampon de la boîte à vannes.

Ce mode de fonctionnement est très utile durant la période de tests, car il permet de maintenir la cavité en dessous de la zone de température où il y a risque « d'effet 100 K », durant la nuit ou les week-ends sans qu'aucune intervention soit nécessaire.

La Figure 4.25 montre l'évolution des températures sur l'écran et la cavité en mode « stand-by » durant un week-end (~ 60 heures). On remarque qu'un seul remplissage hélium est nécessaire pendant cette période, les pertes thermiques étant très faibles. Sur 60 heures, seulement 56 litres d'hélium ont été consommés, soit moins d'un litre par heure.

Cette procédure est donc très pratique pour stabiliser et homogénéiser le refroidissement global du module tout en consommant un minimum entre les périodes d'opération.

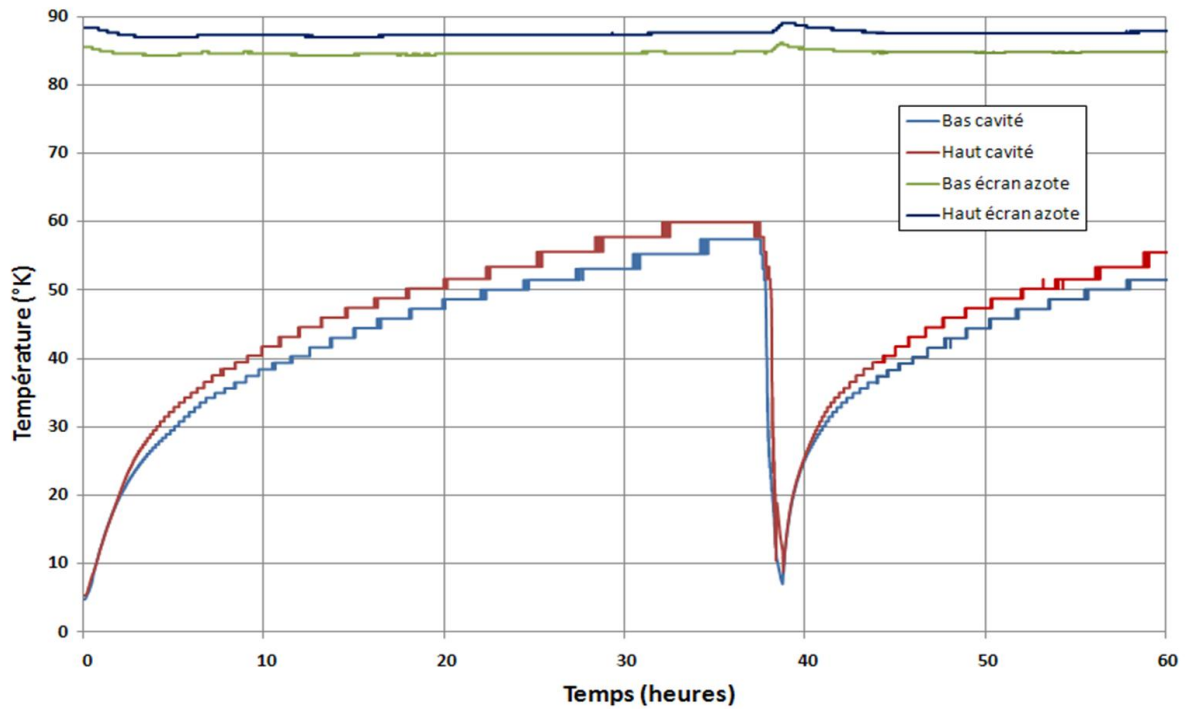


FIGURE 4.25 – Evolutions des températures de la cavité et de l'écran azote en mode « stand-by » sur un week-end.

Le mode « fonctionnement à 4K »

Pour les raisons énoncées précédemment, concernant les problèmes de fuites sur le tank, le fonctionnement à 1,8 K n'a pu être mis en œuvre que très récemment et que pendant une courte période¹⁷. Néanmoins, le fonctionnement du module à 4,2 K a été testé et maintenu.

Cette étape débute donc à la fin de la mise en froid, ou après un mode « stand-by », comme l'illustre la Figure 4.26, où l'on a fait apparaître la fin de la descente à 4,2 K de la cavité. On peut alors remarquer que lorsque les parois externes du tank hélium atteignent des températures avoisinant les 40 K (début de formation d'un mélange liquide-gaz dans le tank), le vide d'isolement remonte brusquement d'une décade au lieu de continuer à descendre sous l'effet du cryopompage. Ceci est symptomatique de la présence d'une fuite sur le circuit d'hélium liquide, en l'occurrence au niveau d'un cordon de soudure du tank. Finalement, lorsque le tank est rempli d'hélium liquide, il a été observé que le vide d'isolement ne peut descendre en dessous de 10^{-4} mbar.

L'hélium liquide est approvisionné par bouteille de 500 litres, ce qui donne une autonomie

17. Le « fonctionnement 2K » n'ayant pas encore été complètement caractérisé, il n'est pas décrit dans ce rapport de thèse. Toutefois, de nouveaux tests sont prévus dans l'année 2012 afin de caractériser ce fonctionnement cryogénique et d'évaluer la consommation du module. Ces tests permettront d'évaluer à nouveau le Q_0 de la cavité ainsi que le fonctionnement du système d'accord avec plus de précision : en effet, lors du premier test à 1,9 K on a remarqué que la stabilité en fréquence de la cavité était bien meilleur qu'à 4,2 K ($\pm \sim 2$ Hz contre ± 500 Hz).

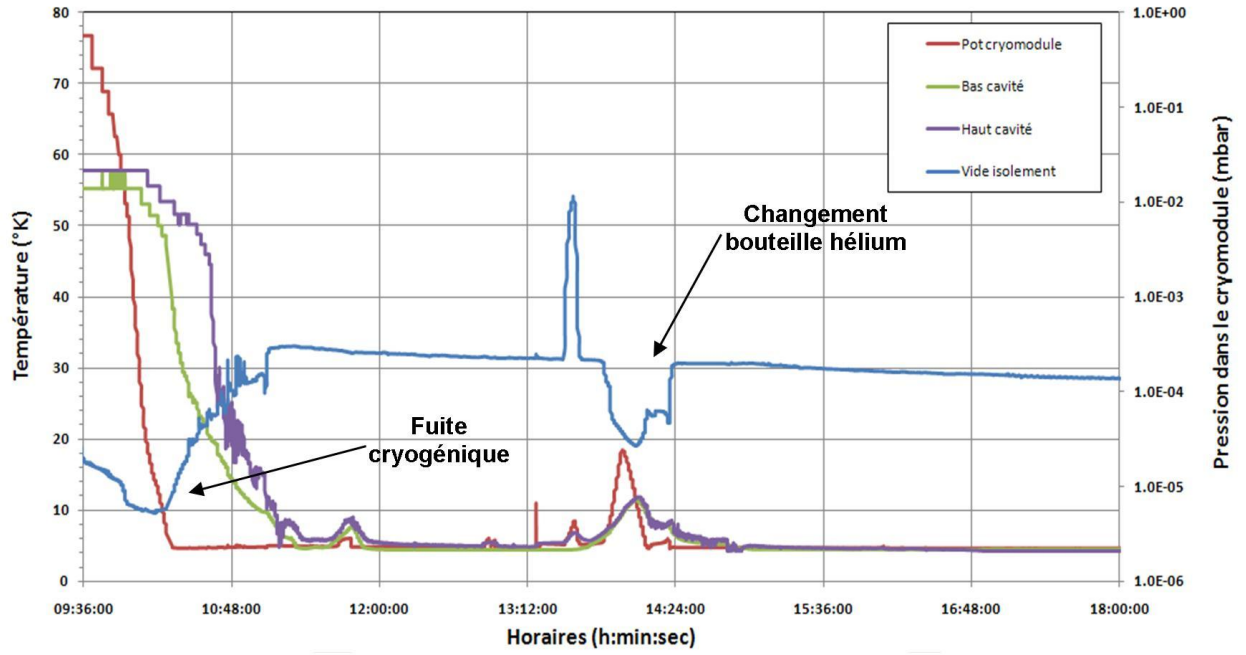


FIGURE 4.26 – Fin de mise en froid de la cavité et mise en évidence d’une fuite dégradant le vide d’isolement du cryomodule.

de fonctionnement d’une dizaine d’heures, lorsque la bouteille est vide elle n’injecte plus que du gaz. Ceci provoque un réchauffement dans le circuit hélium, c’est ce que l’on peut observer sur la Figure 4.26 où la bouteille a été changée tardivement. Remarquons encore une fois que lorsque la température remonte dans le tank, la densité du mélange liquide-gaz devenant moins importante, il y a moins de pertes dues à la fuite, et le vide d’isolement s’améliore.

En mode « fonctionnement », lorsque les niveaux de remplissage des différents réservoirs tampons sont stabilisés et régulés par l’automate, il est possible d’évaluer les pertes en Watts sur le circuit d’hélium. Ceci se fait par le calcul du débit d’hélium gaz en sortie du cryomodule, en faisant l’hypothèse que les pertes apportées par le circuit (tuyauterie + cavité) correspondent à la quantité de chaleur nécessaire pour vaporiser l’hélium liquide.

La quantité de chaleur, Q , nécessaire pour vaporiser un liquide s’exprime comme :

$$Q = m_l l_v \quad (4.15)$$

avec m_l la masse de liquide (en g), et l_v la chaleur latente de vaporisation (en J/g). La puissance dissipée, \dot{Q} , nécessaire pour vaporiser un liquide dont le débit massique est \dot{m}_l (en g/s), s’exprime donc comme :

$$\dot{Q} = \dot{m}_l l_v \quad (4.16)$$

En tenant compte de la densité du gaz ρ_{atm} (en kg/Nm^3)¹⁸ ainsi formé, il est possible d'exprimer cette puissance, et donc les pertes, en fonction du débit de gaz, D (en Nm^3/h), en sortie du module :

$$\dot{Q} = \rho_{atm} l_v \frac{D}{3600} \quad (4.17)$$

Pour l'hélium on a :

- $l_{vHe} = 20,91 \text{ J/g}$
- $\rho_{atmHe} = 0,178 \text{ kg}/\text{Nm}^3$

et l'application numérique donne :

$$\dot{Q}_{He} \approx 1,03 D_{He} \quad (4.18)$$

Autrement dit, un débit de $1 \text{ m}^3/\text{h}$ mesuré en sortie du module correspond à une perte de $\sim 1 \text{ W}$. Il est donc très facile d'évaluer les pertes sur le module. Un compteur à gaz, placé après le réchauffeur (qui a pour rôle de remonter la température des gaz froids issus du module) permet de mesurer ce débit.

En régime statique, c'est-à-dire lorsqu'aucune dissipation n'est due à l'injection d'un signal RF dans la cavité, ces pertes ont été estimées à $5,5 \text{ W}$, ce qui correspond aux pertes statiques attendues (6 W) [98] sans coupleur de puissance. Ceci donne tout de même une première confirmation quant au design du cryomodule et aux pertes relativement faibles alors que l'on fonctionnait avec une fuite sur le module.

4.2.5 Conclusion sur les premiers tests

Pour conclure cette partie sur les premiers tests du module 700 MHz , on peut tout d'abord faire le constat que les objectifs fixés n'ont été atteints que très récemment, en particulier en ce qui concerne les mesures des performances RF de la cavité dans son cryomodule (octobre 2011). Au delà de certains dysfonctionnements inattendus sur la boucle de régulation PLL, la rupture (à plusieurs reprises) d'une soudure sur le tank hélium a été très pénalisante pour exploiter pleinement le cryomodule. Ce phénomène est aléatoire, handicapant et difficilement identifiable en dehors des conditions cryogéniques.

Au travers de ces premiers tests on constate que le développement d'un module accélérateur supraconducteur n'est pas une tâche aisée. Aboutir au fonctionnement le plus fiable possible, d'un tel module, est un exercice pluridisciplinaire, qui requiert une grande attention et un travail sur la durée. Ceci est encore plus vrai dans notre cas, où il fallait « construire » l'ensemble de la zone expérimentale. De nombreux efforts ont été fournis à l'IPN d'Orsay pour le développement de cette nouvelle zone de test. La conduite de ces expériences en couplage critique représente déjà un premier aboutissement en vue de l'installation du cryomodule en

18. $\text{Nm}^3 = \text{m}^3(\rho_{atm}, 273 \text{ K})$, 1 normal mètre cube correspond à un volume de 1 m^3 de gaz à la pression atmosphérique et à la température ambiante (273 K)

« configuration machine » (avec coupleur), et il est important de souligner que ceci est le résultat d'un travail d'équipe qui s'est étalé sur plusieurs années.

Ces premiers tests ont notamment permis « d'apprivoiser », d'un point de vue cryogénique, le module. Au cours des différentes campagnes de tests, on a ainsi optimisé et amélioré les différentes étapes de fonctionnement du module (mise en froid, fonctionnement à 4,2 K et « stand-by »). C'est grâce à ces premières expériences que l'on a pu identifier les points technologiques cruciaux, susceptibles de remettre en cause la fiabilité de ce prototype. Enfin, c'est aussi grâce à cette première étude expérimentale que l'on s'est rendu compte d'un déséquilibre sur le « plat de champ » de la cavité, et que l'on s'est interrogé sur son origine.

4.3 Etude et mesure du « plat de champ »

4.3.1 Introduction

Les premiers tests du cryomodule ont donc mis en avant des problèmes de fuites cryogéniques dues à une fragilité d'un cordon de soudure du tank hélium. Lorsqu'on a constaté l'apparition de cette fuite, on a tout d'abord suspecté que cela était dû à des phénomènes de surpression dans le tank de la cavité. Lors de la mise en froid, la pression dans le tank aurait dépassé une pression absolue de 2 bars, ce qui aurait pu provoquer une rupture du cordon de soudure, ainsi qu'une déformation des parois de la cavité. Des mesures sur le « plat de champ » de la cavité ont immédiatement révélé que celui-ci s'était fortement dégradé, ce qui est symptomatique de la déformation mécaniques des parois d'une ou de plusieurs cellules.

Cependant, l'analyse des données expérimentales a montré qu'aucune surpression n'avait eu lieu dans le circuit d'hélium, et aucune soupape de sécurité ne s'est ouverte lors des procédures de mise en froid (elles sont réglées pour limiter la pression dans le circuit hélium en dessous de 1,5 bar). L'analyse des mesures des fréquences de résonance de la cavité, et de leur évolution sur plusieurs années, a aussi montré que le « plat de champ » était en réalité dégradé bien avant que l'on procède au premier test cryogénique. Cette petite « enquête » a en fait montré que la déformation plastique se serait produite peu de temps après l'assemblage du tank hélium autour de la cavité (quelques heures ou quelques jours après) en 2008. Une mesure effectuée quelques minutes après la dernière soudure du tank n'a pourtant montré aucune dégradation importante (cf. Figure 4.29). Il est toutefois possible, que la dégradation se soit produite pendant le refroidissement de la soudure, ou à cause d'une mauvaise manipulation, ou encore lors d'un transport entre le constructeur, l'INFN Milano et l'IPN d'Orsay.

L'origine exacte de la dégradation du « plat de champ » n'a pu être identifiée. Toutefois après avoir constaté sa dégradation on a cherché à savoir si toutes les cellules de la cavité avaient subi des déformations ou seulement l'une d'entre elles. Une méthode de calcul a donc été élaborée afin d'estimer les changements des fréquences de résonance de chacune des cinq cellules de la cavité, avant, et après la déformation. Cette méthode de calcul est basée sur la mesure de la répartition du champ électrique sur l'axe faisceau.

Dans les paragraphes suivants on commencera donc par détailler la méthode utilisée pour la mesure du « plat de champ ». On présentera ensuite les résultats obtenus mettant en évidence la « perte » du « plat de champ » dans la cavité. On exposera enfin la méthode de calcul développée pour identifier la ou les cellules plastiquement déformées.

4.3.2 Mesure du profil du champ électrique sur l'axe faisceau

Mesure par la méthode des perturbations

La mesure du profil du champ électrique sur l'axe faisceau est réalisée en utilisant la méthode des perturbations. Un petit objet métallique est introduit dans la cavité et l'on fait varier sa position le long de l'axe faisceau. Les perturbations engendrées donnent une information sur l'amplitude du champ électrique le long de cet axe.

En effet, le théorème de Slater établit qu'un petit objet, métallique ou diélectrique, introduit dans le résonateur, induit un changement de l'énergie stockée et une variation de la fréquence de résonance. Cette variation est proportionnelle à la distribution des champs électromagnétiques dans la cavité [89]. La fréquence de résonance perturbée, f_p , s'écrit alors, en fonction de la fréquence de résonance initiale, f_0 , comme :

$$f_p^2 = f_0^2 \left[1 + \frac{\iiint_v \left(\mu_0 |\vec{H}|^2 - \epsilon_0 |\vec{E}|^2 \right) dv}{\iiint_V \left(\mu_0 |\vec{H}|^2 + \epsilon_0 |\vec{E}|^2 \right) dV} \right] \quad (4.19)$$

avec v , le volume de l'objet perturbateur, V le volume interne de la cavité, et \vec{H} et \vec{E} les champ magnétique et électrique dans la cavité.

La perturbation sur la fréquence de résonance étant faible, on est dans le cas où $\Delta f = f_p - f_0 \ll f_0$. En tenant compte de la définition 2.35 de l'énergie stockée dans la cavité, l'équation 4.19 se réécrit alors :

$$\frac{\Delta f}{f_0} \approx \frac{1}{4W} \iiint_v \left(\mu_0 |\vec{H}|^2 - \epsilon_0 |\vec{E}|^2 \right) dv \quad (4.20)$$

avec W l'énergie stockée dans la cavité lorsqu'elle n'est pas perturbée.

Il est possible de calculer l'intégrale des champs électromagnétiques, sur le volume de l'objet perturbateur, en considérant que ce volume est suffisamment petit pour que la perturbation locale des champs due à l'objet soit négligeable par rapport aux champs non perturbés dans toute la cavité. Autrement dit, les champs \vec{H} et \vec{E} sont supposés uniformes autour de l'objet, comme illustré par la Figure 4.27.

Pour un objet diélectrique de forme sphérique et de rayon r on peut alors montrer que [114] :

$$\frac{\Delta f}{f_0} \approx \frac{\pi r^3}{W} \left(\mu_0 \frac{1 - \mu_r}{\mu_r + 2} H_0^2 - \epsilon_0 \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} E_0^2 \right) \quad (4.21)$$

où ϵ_r est la permittivité diélectrique relative du matériau et μ_r est sa perméabilité relative.

Dans le cas du mode TM_{010} , la composante magnétique est nulle sur l'axe faisceau, la perturbation induite par l'objet métallique¹⁹ sur cet axe s'écrit alors :

19. Notons que si l'on prend pour cet objet un matériau paramagnétique (tel que l'aluminium) ou dia-

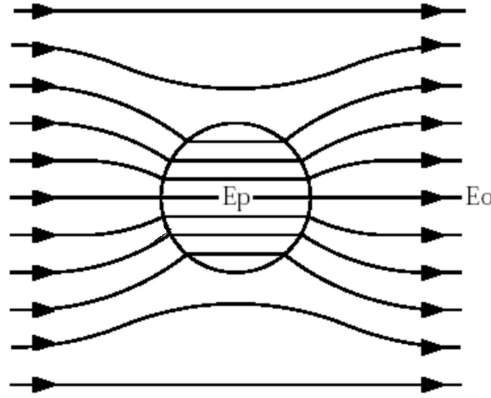


FIGURE 4.27 – Perturbation sur le champ électrique uniforme E_0 par un petit objet diélectrique de forme sphérique [113].

$$\frac{\Delta f}{f_0} \approx -\frac{\pi r^3}{W} \epsilon_0 E_0^2 \quad (4.22)$$

Et avec l'équation 2.74, il est possible d'exprimer le déphasage ψ entre le signal en entrée (incident) de la cavité et le signal en sortie (transmis) en fonction de l'amplitude du carré du champ électrique sur l'axe faisceau.

$$\tan(\psi) \approx -2Q_L \frac{\pi r^3}{W} \epsilon_0 E_0^2 \implies \tan(\psi) \propto -E_0^2 \quad (4.23)$$

Autrement dit, en mesurant la phase du signal dans la cavité, tout en faisant translater une bille le long de l'axe faisceau, il est possible de mesurer le profil du champ électrique accélérateur.

Dispositif de mesure

Pour les mesures de profil de champ, l'objet perturbateur est une bille en laiton de 9,5 mm de diamètre, fixée sur un fil de nylon. Un système de poulies réglables avec un contrepoids permet de tendre le fil et de l'aligner sur l'axe faisceau de la cavité (cf. Figure 4.28). Un moteur associé à un réducteur permet d'enrouler ou de dérouler le fil, autour d'un axe fileté, et ainsi de faire voyager la bille dans la cavité.

La mesure de phase est réalisée à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel. Un signal de fréquence fixe, correspondant à la fréquence de résonance non perturbée (mesurée au préalable) est injecté dans la cavité. L'analyseur est alors utilisé pour enregistrer l'évolution, dans le temps, de la phase entre le signal incident et le signal transmis.

Le système de mesure, présenté en Figure 4.28 a été conçu spécialement pour s'adapter sur le chariot de transport de la cavité. Il se monte facilement et rapidement. Le fil en nylon est

magnétique (comme le cuivre où le zinc), on a alors $\mu_r \approx 1$ et on se place aussi dans une condition où la participation du champ magnétique est nulle.

mis en mouvement par un simple moteur de perceuse. Un système poulies/courroie permet de transmettre le mouvement à un réducteur de vitesse réglable, afin d'ajuster la vitesse d'enroulement du fil et de limiter les vibrations.

Pour les mesures effectuées ici, on souhaitait simplement connaître l'amplitude relative du champ électrique dans chacune des cellules. Il est évident que pour obtenir une cartographie très précise en fonction de la position dans la cavité il est plus judicieux d'utiliser un moteur pas à pas, avec lequel on aurait pris soin de calibrer le nombre de pas en fonction de la distance parcourue par la bille.

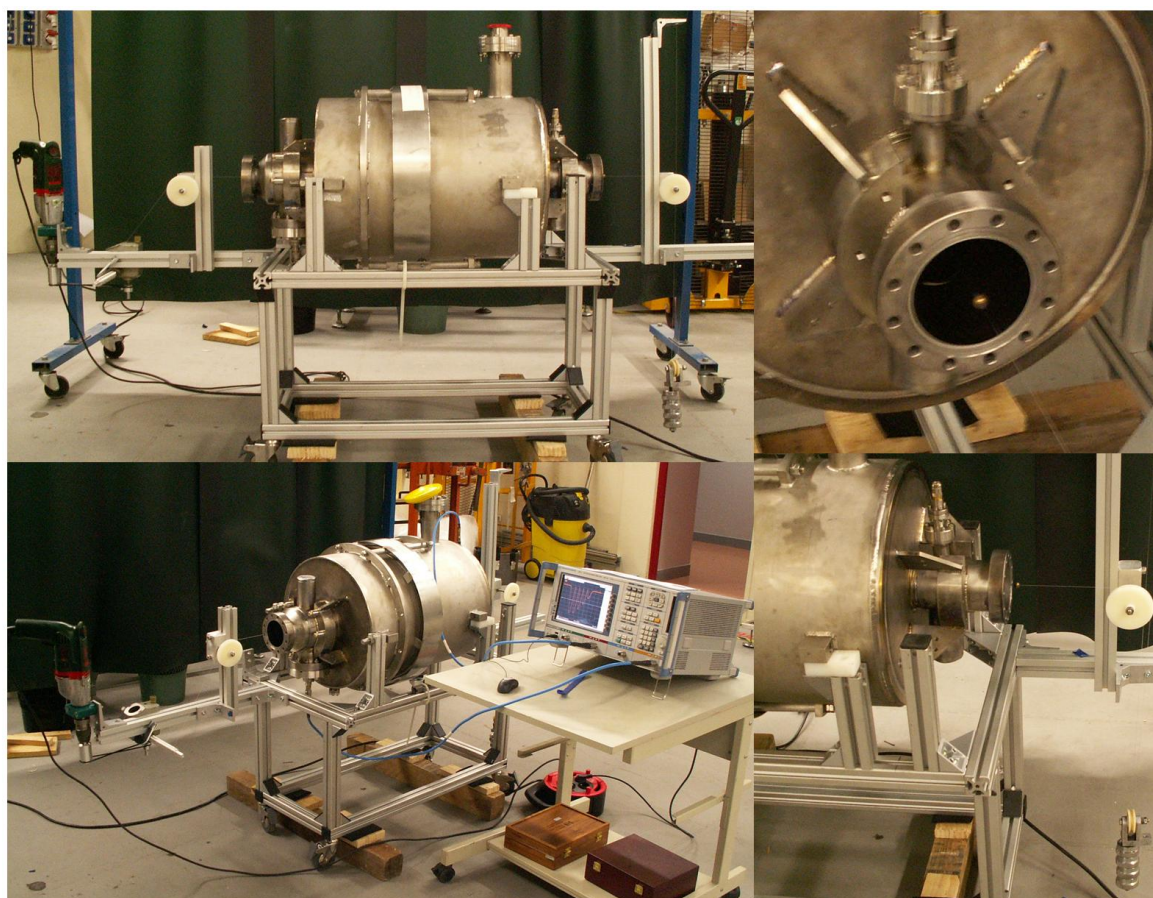


FIGURE 4.28 – Système de mesure pour le profil de champ. Ce système s'adapte facilement sur le châssis de transport de la cavité (pensé et réalisé par Didier Grolet, IPNO).

Mesures et constats sur le « plat de champ »

Par cette méthode, le profil de champ dans la cavité a été mesuré à plusieurs reprises. La Figure 4.29 montre la différence entre le profil du champ initial (en rouge) et après sa dégradation pour le mode accélérateur $TM_{010-\pi}$ (en bleu). Pour le calcul du « plat de champ » on utilise la formule 3.12 qui quantifie l'erreur sur l'homogénéité de répartition du champ électrique dans chacune des cellules. Plus le pourcentage obtenu est faible, plus le champ est « plat » dans la cavité.

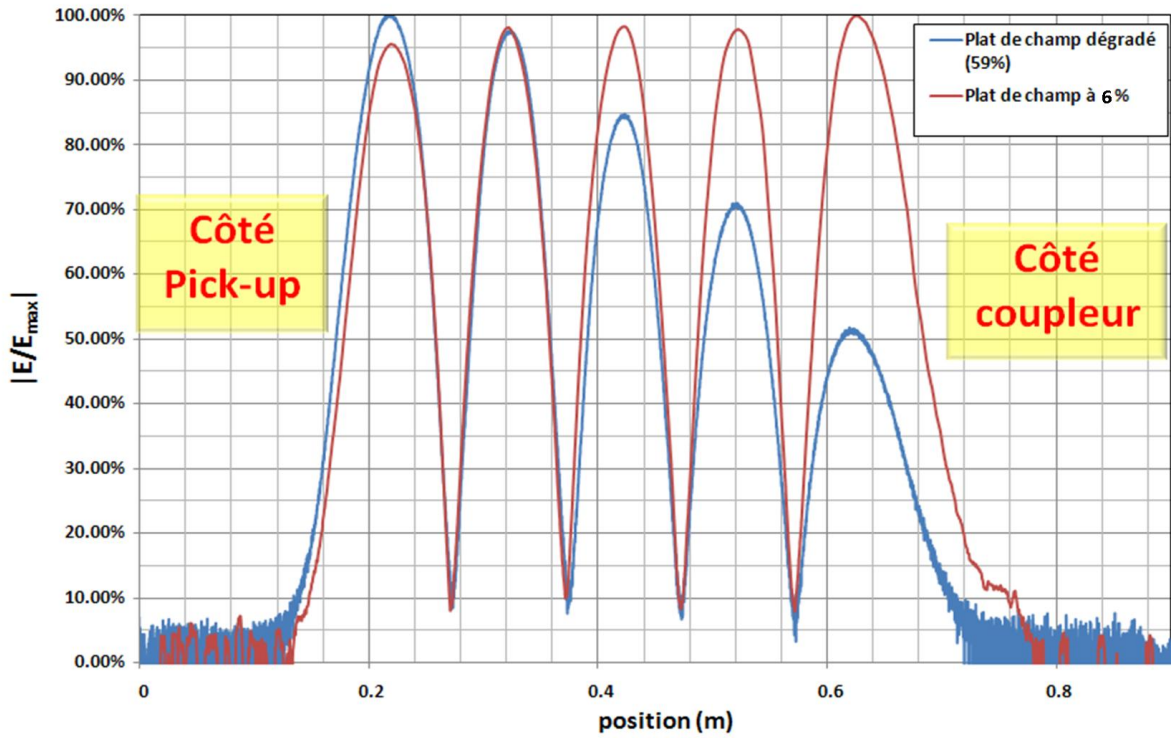


FIGURE 4.29 – Mesure du profil de champ avant et après la dégradation du « plat de champ » pour le mode accélérateur $TM_{010-\pi}$.

En fin de fabrication, il est très difficile d'obtenir un « plat de champ » de bonne qualité. Généralement, et ce fut le cas pour la cavité Z501 (Psyché), on procède à différentes déformations plastiques sur la cavité afin d'ajuster les valeurs des fréquences de résonance des modes $TM_{010-q\pi/5}$, ce qui permet d'ajuster « le plat de champ ».

Cette méthode de réglage consiste à étirer ou à comprimer les cellules de la cavité à l'aide de mâchoires, comme illustré sur la Figure 4.30. Ainsi, par un procédé itératif, on déforme plastiquement chacune des cellules. Pour la cavité Psyché, « le plat de champ » a initialement été réglé, à JLAB, à une valeur de 3 %. Quelques instants après la soudure du tank hélium autour de la cavité, les mesures ont montré que celui-ci était passé à 6 % [115], c'est le profil présenté en Figure 4.29.

Un « plat de champ » à 6 % reste tout à fait acceptable. L'expérience montre que pour ce type de cavité il n'est pas forcément aisé d'obtenir un « plat de champ » à moins de 15 %. De plus, une telle estimation dépend aussi de la précision de la mesure. Pour les résultats présentés dans ce paragraphe, l'erreur sur les amplitudes de $|E/E_{\max}|$ est estimée à $\pm 3\%$. Ces valeurs sont données en fonction de la position de la bille dans la cavité. Cette position a été évaluée en fonction des longueurs (théoriques) des cellules et d'une calibration à l'aide de deux billes placées à distance fixe sur le fil de nylon. La précision de cette mesure dépend aussi de la taille de la bille et finalement on estime que l'erreur sur la position est de $\pm 0,5$ cm sur les courbes présentées en Figure 4.29 et en Figure 4.30.

La courbe bleue sur la Figure 4.29 correspond à la mesure effectuée à l'IPNO après les

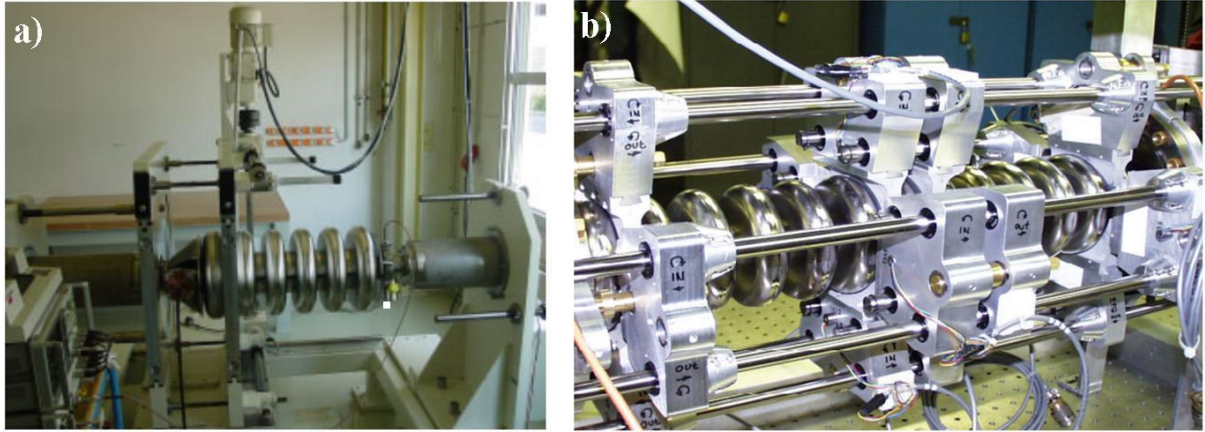


FIGURE 4.30 – Exemples de systèmes pour le réglages du « plat de champ » : a) système utilisé pour les cavités de SNS [116], b) système avec mâchoires utilisé à Fermilab [117].

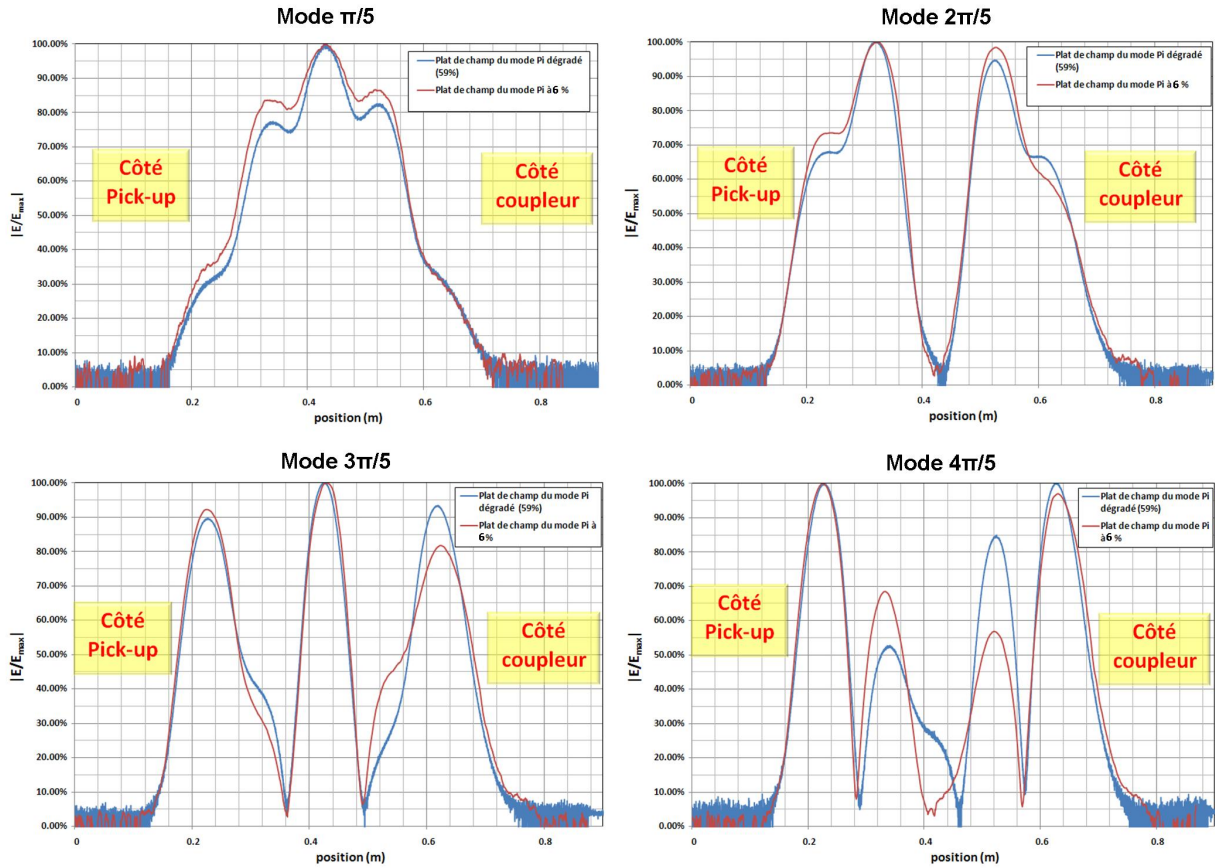


FIGURE 4.31 – Mesure du profil de champ avant et après la dégradation du « plat de champ » pour les modes accélérateurs $TM_{010-\pi/5}$, $TM_{010-2\pi/5}$, $TM_{010-3\pi/5}$, $TM_{010-4\pi/5}$.

premiers tests à froid. C'est à ce moment que l'on a constaté que le « plat de champ » s'était fortement dégradé à 59 %.

Les mesures sur les quatre autres modes de résonances $TM_{010-q\pi/5}$ montrent aussi un déséquilibre dans la répartition du champ électrique sur l'axe faisceau (cf. Figures 4.31). Le changement sur le profil de champ se ressent notamment sur les fréquences de résonance de ces modes. Ces fréquences sont mesurées à température ambiante, et on remarque que l'ensemble du spectre s'est décalé en fréquence, mais que chaque mode a bougé de façon différente (cf. Tableau 4.2).

TABLEAU 4.2 – Changements observés sur les fréquences des 5 modes $TM_{010-q\pi/5}$.

Mode	Plat de champ à 6%	Plat de champ à 59%	Ecart
$f_{\pi/5}$ (MHz)	694,165	693,694	-0,471
$f_{2\pi/5}$ (MHz)	696,696	696,205	-0,491
$f_{3\pi/5}$ (MHz)	699,576	698,895	-0,681
$f_{4\pi/5}$ (MHz)	701,814	701,104	-0,710
f_{π} (MHz)	702,678	702,179	-0,499

Au final, on constate un fort déséquilibre sur les cellules les plus proches du port de puissance. Afin de confirmer cette tendance, on a mené une étude approfondie en calculant, à partir des mesures obtenues, les fréquences de résonance propres à chacune des cellules, et ceci, avant et après la déformation mécanique de la cavité.

4.3.3 Calcul pour l'identification des cellules défailantes

La cavité est enfermée dans son tank hélium, soudé autour d'elle, il est impossible de mesurer géométriquement les profils externes des cellules (comme dans [113]) afin d'identifier une possible déformation plastique. En se basant sur la méthode de J. Sekutowicz [118], on a établi une méthode pour estimer les fréquences de résonance (en « mode π ») propres à chacune des cellules de la cavité. Ainsi, en observant l'évolution des valeurs de ces fréquences de résonance, avant et après la dégradation du « plat de champ », on sera en mesure d'identifier les cellules qui ont été le plus touchées.

La méthode développée par J. Sekutowicz [118] permet de régler le « plat de champ » d'une cavité multi-cellules par simple observation de l'évolution du spectre en fréquence (spectre des modes $TM_{010-q\pi/5}$) lorsqu'on déforme chacune des cellules de la cavité. La méthode de calcul développée ici est différente car on ne souhaite pas prédire les fréquences des modes $TM_{010-q\pi/5}$ pour obtenir le « plat de champ », mais identifier les fréquences de résonance propres à chacune des cellules, c'est-à-dire :

- Pour les trois cellules internes de la cavité on souhaite connaître la valeur de :

$$\omega_{\pi cell i} = \omega_i \sqrt{1 + 4k_i} \quad \text{pour } i = 2, 3, 4 \quad (4.24)$$

- Pour les cellules externes de la cavité on souhaite connaître la valeur de :

$$\begin{aligned}\omega_{\pi cell1} &= \omega_1 \sqrt{1 + 2k_1 + \gamma_1} \\ \omega_{\pi cell5} &= \omega_5 \sqrt{1 + 2k_5 + \gamma_2}\end{aligned}\tag{4.25}$$

Les coefficients k_i , ω_i et $\gamma_{1,2}$ sont les coefficients de la matrice de la cavité définis en *Partie 3.2.1*. A noter que les formules qui définissent les pulsations de résonance $\omega_{\pi cell i}$ sont établies en raisonnant sur les circuits équivalents des cellules prises individuellement, comme présenté par la Figure 4.32.

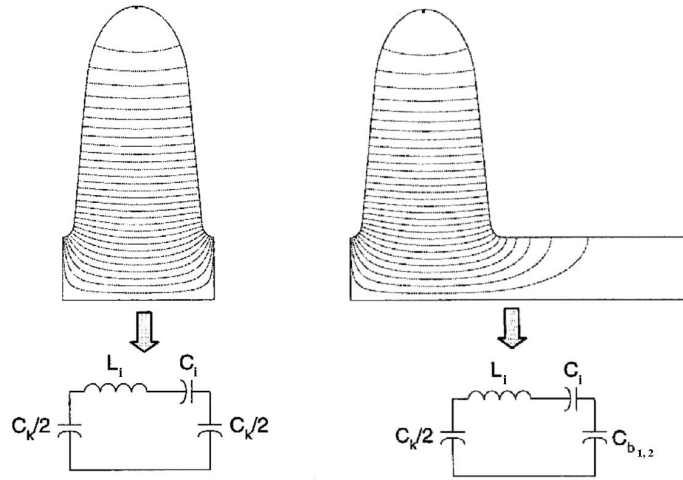


FIGURE 4.32 – Cellules et schémas équivalents. Cellule interne à gauche, et cellule externe à droite [17].

Dans les paragraphes suivants on détaillera donc :

- le principe de calcul utilisé pour obtenir les coefficients de la matrice de la cavité à partir des mesures obtenues en *Partie 4.3.2*,
- le principe du calcul pour déterminer les paramètres k_i , ω_i des cellules internes,
- le principe du calcul pour déterminer les paramètres k_i , ω_i et $\gamma_{1,2}$ des cellules externes,
- les résultats obtenus dans le cas où on avait « le plat de champ » à 6% et dans le cas où celui-ci est dégradé à 59%.

Principe de calcul

Dans le chapitre 3, on a établi que la matrice d'une cavité 5-cellules quelconque s'écrit comme :

$$R = \begin{bmatrix} \omega_1^2(1 + k_1 + \gamma_1) & -k_1\omega_1^2 & 0 & 0 & 0 \\ -k_2\omega_2^2 & \omega_2^2(1 + 2k_2) & -k_2\omega_2^2 & 0 & 0 \\ 0 & -k_3\omega_3^2 & \omega_3^2(1 + 2k_3) & -k_3\omega_3^2 & 0 \\ 0 & 0 & -k_4\omega_4^2 & \omega_4^2(1 + 2k_4) & -k_4\omega_4^2 \\ 0 & 0 & 0 & -k_5\omega_5^2 & \omega_5^2(1 + k_5 + \gamma_2) \end{bmatrix} \quad (4.26)$$

et on écrira les coefficients r_{mn} de la matrice R tels que :

$$R = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & 0 & 0 & 0 \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} & 0 & 0 \\ 0 & r_{32} & r_{33} & r_{34} & 0 \\ 0 & 0 & r_{43} & r_{44} & r_{45} \\ 0 & 0 & 0 & r_{54} & r_{55} \end{bmatrix} \quad (4.27)$$

On cherche ici à connaître les valeurs numériques des paramètres k_i , ω_i et $\gamma_{1,2}$ de la cavité Psyché, avant et après la dégradation du « plat de champ ». Pour ces deux cas, on a mesuré les fréquences de résonance de ses cinq modes $TM_{q\pi/5}$, ainsi que les profils des champs électriques sur l'axe faisceau. On connaît donc les valeurs propres, $\Omega_{q\pi/5}^2$, et les vecteurs propres, $V_{q\pi/5} = [v_{\frac{q\pi}{5}1}, v_{\frac{q\pi}{5}2}, v_{\frac{q\pi}{5}3}, v_{\frac{q\pi}{5}4}, v_{\frac{q\pi}{5}5}]^T$, de la matrice R . On rappelle que les coefficients $v_{\frac{q\pi}{5}i}$, correspondent à l'amplitude du champ électrique au centre de la $i^{\text{ème}}$ cellule pour le mode $q\pi/5$. La cellule numéro 1 correspond à la cellule côté « pick-up » et la cellule numéro 5 correspond à la cellule du côté du port de puissance.

Ainsi en écrivant la matrice de passage comme $P = [V_{\pi/5}, V_{2\pi/5}, V_{3\pi/5}, V_{4\pi/5}, V_{\pi}]$, on obtient une matrice F telle que :

$$F = P.D.P^{-1} \quad (4.28)$$

Où D est la matrice diagonale suivante :

$$D = \begin{bmatrix} \Omega_{\pi/5}^2 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Omega_{2\pi/5}^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \Omega_{3\pi/5}^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \Omega_{4\pi/5}^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \Omega_{\pi}^2 \end{bmatrix} \quad (4.29)$$

En théorie $F = R$ et par identification, on en déduit les valeurs numériques des coefficients de la matrice R , tels que²⁰

20. Il faut tout de même remarquer qu'après calcul numérique, la matrice $F = PDP^{-1}$ n'est pas exactement

$$r_{mn} = f_{mn} \text{ pour } m = \{(n-1), n, (n+1)\} \quad (4.30)$$

Dans les paragraphes suivants on détaillera simplement la méthode utilisée pour estimer numériquement les paramètres de chaque cellule.

Calcul des paramètres k_i, ω_i pour les cellules internes

Avec l'équation 4.26 et par identification avec la matrice R on obtient pour les trois cellules internes de la cavité, les relations suivantes :

$$\begin{cases} r_{ii} = \omega_i^2(1 + 2k_i) \\ r_{ii-1} = -k_i\omega_i^2 \\ r_{ii+1} = -k_i\omega_i^2 \end{cases} \text{ pour } i = 2, 3, 4 \quad (4.31)$$

Après calcul numérique on constate que r_{ii-1} et r_{ii+1} diffèrent légèrement. La différence est au maximum de 5%. Le calcul des paramètres k_i et ω_i est alors effectué par une simple moyenne arithmétique.

On calcule d'une part,

$$\begin{cases} \omega_{ia}^2 = r_{ii} + 2r_{ii-1} \\ -k_{ia} = -\frac{r_{ii-1}}{r_{ii} + 2r_{ii-1}} \end{cases} \text{ pour } i = 2, 3, 4 \quad (4.32)$$

et d'autre part,

$$\begin{cases} \omega_{ib}^2 = r_{ii} + 2r_{ii+1} \\ -k_{ib} = -\frac{r_{ii+1}}{r_{ii} + 2r_{ii+1}} \end{cases} \text{ pour } i = 2, 3, 4 \quad (4.33)$$

Et finalement on détermine les valeurs des paramètres k_i et ω_i pour les cellules internes telles que :

$$\begin{cases} \omega_{imoy}^2 = \frac{\omega_{ia}^2 + \omega_{ib}^2}{2} \\ k_{imoy} = \frac{k_{ia} + k_{ib}}{2} \end{cases} \text{ pour } i = 2, 3, 4 \quad (4.34)$$

Calcul des paramètres k_i, ω_i et $\gamma_{1,2}$ pour les cellules externes

Avec l'équation 4.26 et par identification avec la matrice R on obtient pour les deux cellules externes de la cavité, les relations suivantes :

tridiagonale : les coefficients ne se trouvant pas sur les trois diagonales centrales de la cavité ne sont pas exactement nuls, mais ils sont toutefois d'un à cinq ordres de grandeurs inférieurs.

$$\begin{cases} r_{11} = \omega_1^2(1 + k_1 + \gamma_1) \\ r_{12} = \omega_1^2 k_1 \\ r_{55} = \omega_5^2(1 + k_5 + \gamma_2) \\ r_{54} = \omega_5^2 k_5 \end{cases} \quad (4.35)$$

Cette fois-ci, le nombre d'inconnues est supérieur au nombre d'équations. On fait alors l'hypothèse suivante :

$$\begin{cases} \gamma_1 = 2 k_1 \\ \gamma_2 = 2 k_5 \end{cases} \quad (4.36)$$

On a démontré dans la chapitre 3 que cette hypothèse est valide dans la cas où l'on a « le plat de champ » dans la cavité (cf. équation 3.7).

Pour le calcul de la matrice de la cavité dans le cas où l'on a un « plat de champ » à 6%, on considère que cette hypothèse reste valide. On verra dans le paragraphe suivant que la matrice ainsi reconstruite est en bon accord avec les mesures effectuées. Dans le cas où « le plat de champ » est dégradé, les calculs ont d'abord été effectués avec cette hypothèse, mais pour plus de cohérence il a fallu réajuster le coefficient de proportionnalité entre k_5 et γ_2 .

Avec l'hypothèse effectuée en 4.36, il est possible de calculer simplement les paramètres des cellules externes tel que :

$$\begin{cases} \omega_1^2 = r_{11} + 3 r_{12} \\ k_1 = -\frac{r_{12}}{r_{11} + 3 r_{12}} \\ \omega_5^2 = r_{55} + 3 r_{45} \\ k_5 = -\frac{r_{45}}{r_{55} + 3 r_{45}} \end{cases} \quad (4.37)$$

Finalement, avec l'ensemble de ces paramètres calculés, on reconstruit la matrice qui caractérise le comportement RF de la cavité, telle que :

$$M = \begin{bmatrix} \omega_1^2(1 + k_1 + \gamma_1) & -k_1 \omega_1^2 & 0 & 0 & 0 \\ -k_{2moy} \omega_{2moy}^2 & \omega_{2moy}^2(1 + 2k_{2moy}) & -k_{2moy} \omega_{2moy}^2 & 0 & 0 \\ 0 & -k_{3moy} \omega_{3moy}^2 & \omega_{3moy}^2(1 + 2k_{3moy}) & -k_{3moy} \omega_{3moy}^2 & 0 \\ 0 & 0 & -k_{4moy} \omega_{4moy}^2 & \omega_{4moy}^2(1 + 2k_{4moy}) & -k_{4moy} \omega_{4moy}^2 \\ 0 & 0 & 0 & -k_5 \omega_5^2 & \omega_5^2(1 + k_5 + \gamma_2) \end{bmatrix} \quad (4.38)$$

Validité des calculs et résultats

Une fois la matrice de la cavité reconstruite, on a souhaité vérifier si la façon dont on a calculé les paramètres, k_i , ω_i et γ_i , était cohérente. Pour cela, on calcule les vecteurs propres et les valeurs propres de la matrice M et on les compare aux valeurs mesurées, qui ont servi initialement pour calculer la matrice F .

Ces comparaisons sont illustrées en Figure 4.33, pour le cas du « plat de champ » à 6% et en Figure 4.34, pour le cas où le « plat de champ » est dégradé à 59 %.

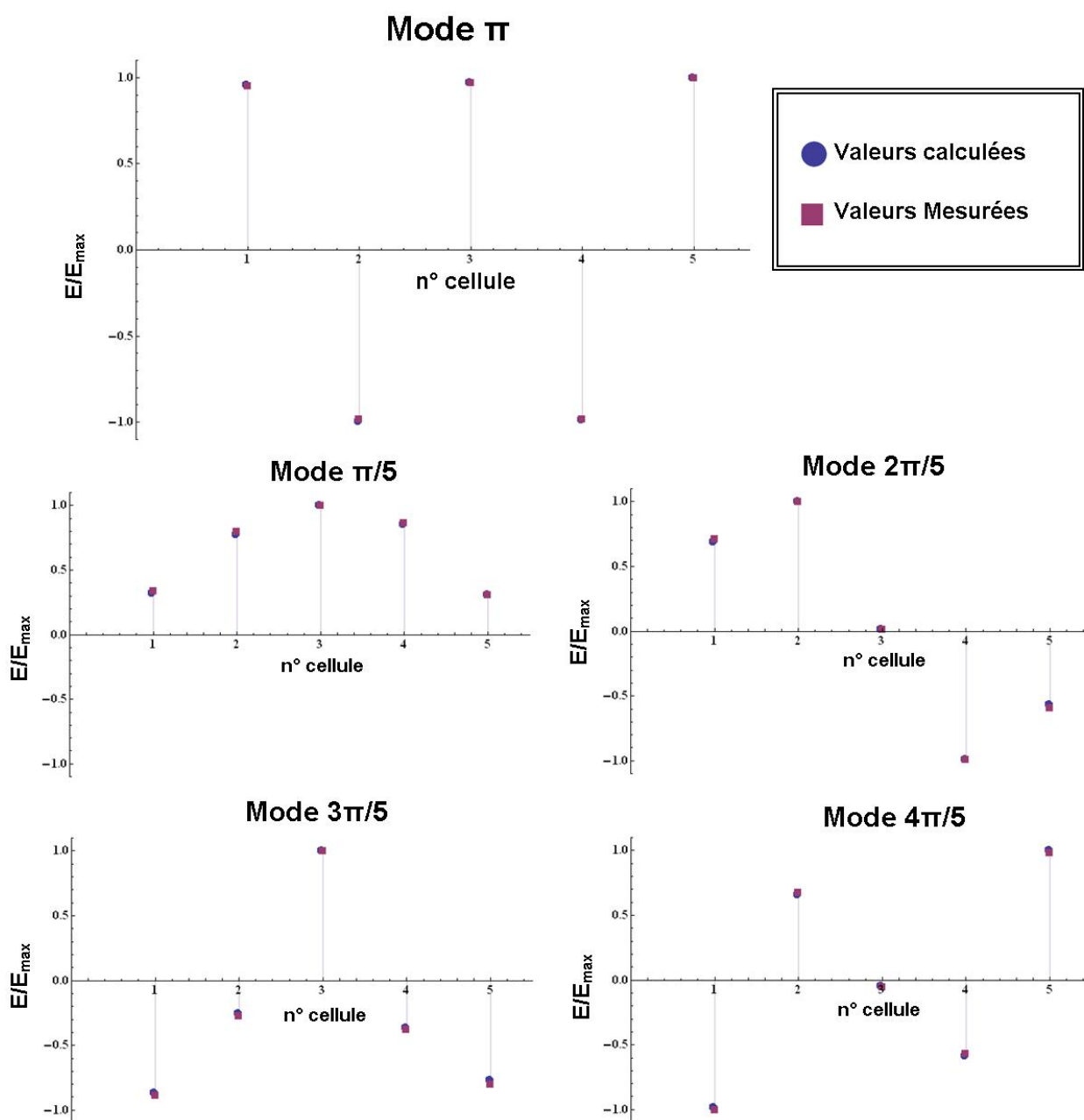


FIGURE 4.33 – Représentation des vecteurs propres de la matrice M de la cavité dans le cas où on a le « plat de champ » à 6%, que l'on compare aux vecteurs propres mesurés.

Sur la Figure 4.33, on constate qu'il y a une bonne cohésion entre les coefficients des vecteurs propres de la matrice M et ceux mesurés. Sur tous les coefficients calculés de ces vecteurs, l'écart maximum observé est de 2%. A noter que ces valeurs dépendent aussi de la précision de la mesure de la fréquence des modes, et de l'amplitude du champ dans chaque cellule.

Néanmoins, cette vérification permet de valider les hypothèses faites précédemment pour

le calcul des coefficients, k_i , ω_i et $\gamma_{1,2}$ et donc des fréquences de résonance des cellules.

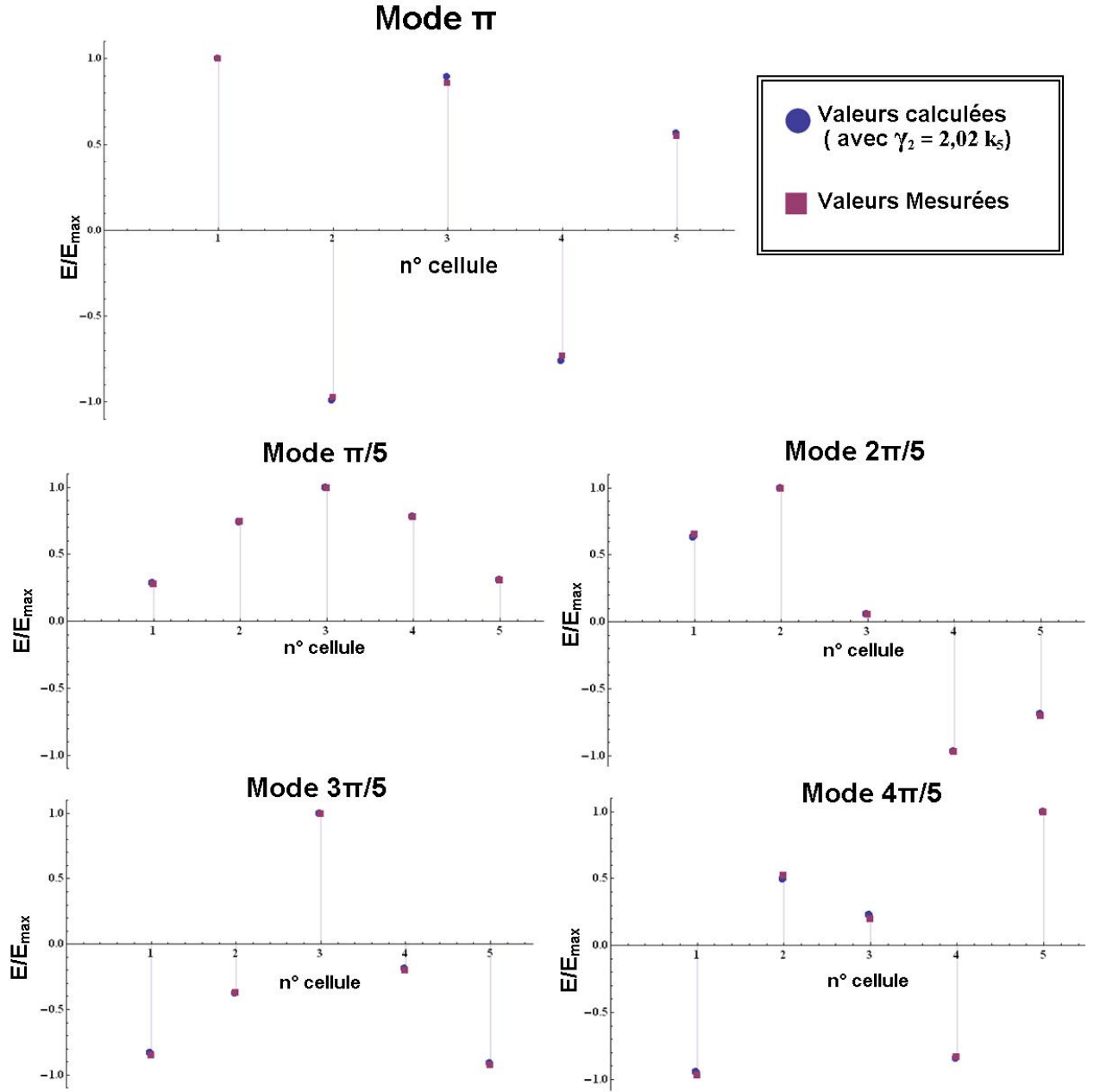


FIGURE 4.34 – Représentation des vecteurs propres de la matrice M de la cavité dans le cas où le « plat de champ » est dégradé que l'on compare aux vecteurs propres mesurés.

Sur la Figure 4.34, on peut remarquer que, tout comme dans le cas précédent, le calcul des vecteurs propres de M donne un résultat cohérent avec les valeurs mesurées. Il faut toutefois noter que l'écart maximum sur les coefficients de vecteurs propres est cette fois de l'ordre de 4%. De plus, pour ajuster au mieux les valeurs des coefficients $v_{\frac{q\pi}{5}i}$ calculés, par rapport à ceux mesurés, on a remarqué qu'il est nécessaire de modifier la relation de proportionnalité entre k_5 et γ_2 . Après plusieurs itérations, on a obtenu un optimum pour : $\gamma_2 = 2,02 k_5$.

Après avoir validé les calculs des coefficients dans les deux cas, il est alors possible d'évaluer les fréquences de résonance de chaque cellule avant et après la dégradation du « plat de champ » dans la cavité, à l'aide des relations 4.24 et 4.25. Les valeurs calculées sont regroupées dans le Tableau 4.3.

TABLEAU 4.3 – Calcul des fréquences de résonance de chaque cellule avant et après la dégradation du « plat de champ » dans la cavité.

N° de cellule	f_{π} (MHz) Plat de champ à 6%	f_{π} (MHz) Plat de champ dégradé	Ecart en fréquence (MHz)
1	702,653	702,221	-0,432
2	702,864	702,406	-0,458
3	702,659	702,298	-0,361
4	702,735	702,381	-0,354
5	702,772	701,458	-1,314

D'après ces résultats, on peut constater que toutes les cellules de la cavité, on vu leur fréquence de résonance décroître. On remarque cependant que les fréquences des quatre premières cellules semblent s'être déplacées d'un ordre de grandeur à peu près similaire (~ 350 à ~ 450 kHz), tandis que la fréquence de la cinquième cellule s'est déplacée de plus de 1 MHz. Cette observation nous permet de confirmer que cette dernière cellule (la plus proche du coupleur de puissance) est certainement la seule à avoir subi une déformation plastique. Le fait que les autres cellules aient vu leur fréquence de résonance se modifier de quelques centaines de kilohertz n'est pas forcément étonnant.

En effet, la cavité a subi deux traitements chimiques, qui ont contribué à diminuer les fréquences de résonances de la cavité (~ 150 kHz). De plus lors des montages et démontages successifs du système d'accord il est possible que la longueur de la cavité change de quelques dixièmes de millimètre, selon la précontrainte qu'on lui applique. A température ambiante, il est possible d'allonger ou de contracter la cavité de ± 3 mm tout en restant dans son régime élastique, il faut savoir que pour un changement de longueur de 1 mm, les fréquences de résonance de la cavité varient d'environ 350 kHz. A ceci il faut ajouter les erreurs de mesure et de calcul sur les paramètres k_i , ω_i et $\gamma_{1,2}$, pour justifier complètement le fait que le changement sur les fréquences de résonance de l'ordre de 0,3 à 0,4 MHz n'est pas le signe d'une déformation plastique des cellules.

En conclusion, par une méthode basée sur la reconstruction de la matrice qui caractérise le comportement RF de la cavité, on a confirmé qu'une seule cellule s'était déformée plastiquement et avait fortement altéré le profil du champ accélérateur. Si l'on souhaite recouvrer le « plat de champ » dans la cavité, il est nécessaire de retirer complètement le tank en titane afin de pouvoir agir mécaniquement sur la cellule numéro 5.

La dégradation du « plat de champ » expliquerait aussi le fait que le quench se produit à un gradient accélérateur plus faible (cf. Figure 4.20) que celui attendu (cf. Figure 4.3). En effet, à l'aide de la définition de E_{acc} donnée en 2.25, connaissant le profil du champ électrique sur l'axe faisceau (cf. Figure 4.29), et le rapport B_{peak}/E_{acc} (dans le cas où le « plat de champ » n'est pas dégradé), on peut montrer qu'il y a une forte probabilité pour que la cavité quench à une valeur de champ accélérateur jusqu'à 23% plus basse que celle mesurée lors des premiers tests en cryostat vertical (cf. Figure 4.3).

4.4 Caractérisation du système d'accord « rapide »

Le système d'accord « rapide » (c'est-à-dire contrôlé par les actionneurs piézoélectriques) joue un rôle important dans le bon fonctionnement de la cavité accélératrice. Il a pour fonction de compenser toutes les perturbations microphoniques et ceci de la manière la plus rapide possible. Comme on le verra dans le chapitre suivant, il peut être d'une importance majeure pour rendre le fonctionnement du linac de MYRRHA flexible et tolérant aux pannes.

Les actionneurs piézoélectriques utilisés pour ce système d'accord peuvent agir à des fréquences maximales de plusieurs dizaines de kilohertz, il est donc possible que le système d'accord excite lui aussi les modes mécaniques de la cavité (les principaux modes se trouvent à des fréquences comprises entre 10 Hz et 1 kHz). Pour cette raison et en vue de la conception d'un système de régulation pour les actionneurs piézoélectriques, on a souhaité caractériser le comportement dynamique de ce système d'accord « rapide » en mesurant sa fonction de transfert.

Dans cette partie on introduira, dans un premier temps, les méthodes de mesure utilisées pour évaluer l'influence du système d'accord sur la fréquence de résonance de la cavité. Ensuite, on présentera les résultats obtenus pour la mesure de la fonction de transfert du système à température ambiante. Enfin, on présentera la démarche suivie pour modéliser cette fonction de transfert.

4.4.1 Dispositifs de mesures

Lors des mesures de perturbations microphoniques, le critère important à considérer est la bande passante de la cavité. Si celle-ci est grande devant l'amplitude des perturbations (à température ambiante ou en couplage machine) il est possible d'effectuer les mesures en boucle ouverte. Si la bande passante est petite devant les perturbations en fréquence, il est nécessaire de disposer d'un système de régulation qui suit la fréquence de la cavité, dans notre cas c'est une boucle à verrouillage de phase. Dans ce cas, pour mesurer les perturbations sur la fréquence de résonance de la cavité, on dispose d'un appareil spécifique appelé CRM, pour « Cavity Resonance Monitor ». Ces deux méthodes de mesures sont décrites dans les paragraphes suivants.

Mesure en boucle ouverte (à chaud ou en « couplage machine »)

Cette méthode de mesure consiste à suivre le déphasage entre le signal d'entrée (P_i) et le signal en sortie de la cavité (P_t). Le dispositif mis en place pour mesurer l'influence des actionneurs piézoélectriques est présenté par la Figure 4.35.

Un synthétiseur RF permet d'injecter un signal RF à la fréquence de résonance initiale (sans perturbation) de la cavité. Un détecteur de phase, permet de mesurer le déphasage entre le signal du générateur de référence et le signal issu de la cavité. Le principe de fonctionnement du détecteur utilisé est basé sur celui d'un mixeur, qui délivre un signal de sortie $S(t)$ (cf. équation 5.3) tel que :

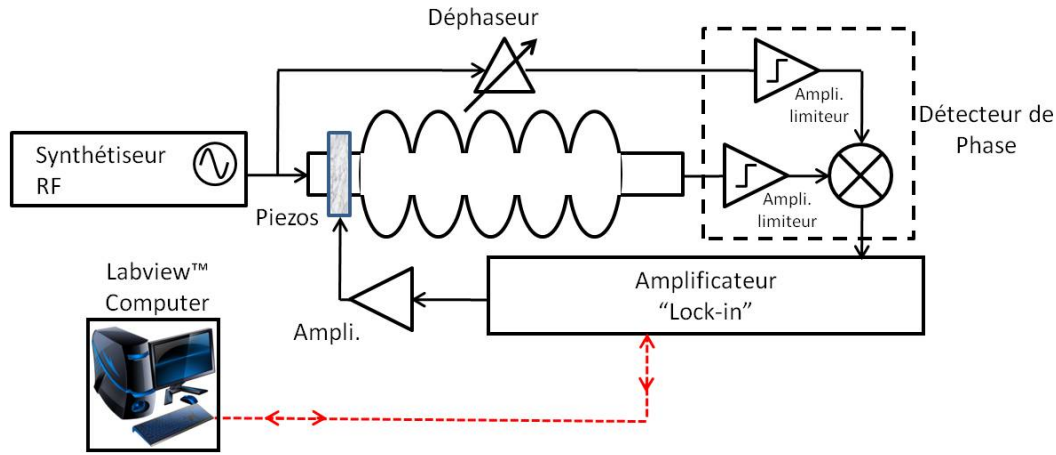


FIGURE 4.35 – Schéma du dispositif expérimental pour la mesure en boucle ouverte.

$$S(t) = \frac{S_{synthé} S_{cav}}{2} \sin(\psi(t) - \phi) \quad (4.39)$$

où $S_{synthé}$ est l'amplitude du signal en entrée de cavité, S_{cav} l'amplitude en sortie de cavité, ϕ le déphasage induit par les éléments passifs de la chaîne de mesure (câble, coupleur de mesure) et $\psi(t)$ la phase entre ces deux signaux. Le réglage du déphaseur permet d'annuler ϕ . Dans l'approximation où ψ reste petit devant 1, et utilisant la relation 2.74 qui lie la phase de la cavité à son désaccord en fréquence Δf , on a alors un signal en sortie du détecteur de phase tel que :

$$S(t) \approx \frac{S_{synthé} S_{cav} Q_L}{2f_0} \Delta f(t) \quad (4.40)$$

De plus, à l'aide de deux amplificateurs limiteurs, les amplitudes $S_{synthé}$ et S_{cav} sont maintenues constantes. Au final le détecteur de phase fournit une tension $S(t)$ proportionnelle au désaccord en fréquence induit par la perturbation mécanique (cf. Figure 4.36) :

$$S(t) \propto \Delta f(t) = \Delta f_{amp}(t) \sin(\omega_m t) \quad (4.41)$$

où ω_m est la pulsation de la perturbation mécanique sur la cavité, et Δf_{amp} l'amplitude du désaccord en fréquence de la cavité.

L'étalonnage de cette chaîne de mesure est effectuée par une modulation de fréquence sur le signal issu du générateur RF. Cette méthode garantit une linéarité parfaite de la tension en sortie du détecteur de phase (dont le fonctionnement est en réalité un peu plus élaboré que celui d'un simple mixeur²¹) en fonction de la variation en fréquence, et quelle que soit la fréquence de la modulation. La sensibilité du système de mesure dépend de la bande passante de la cavité, et donc de son couplage en charge Q_L . A chaud la bande passante est d'environ 100 kHz ($Q_L \sim 10^3$), on a mesuré une sensibilité de $5,2 \mu\text{V/Hz}$. « A froid »,

21. On a utilisé ici le composant AD8302 produit par ANALOG DEVICE qui permet, entre autre, d'obtenir une tension proportionnelle au déphasage entre deux signaux, et ceci sans tenir compte de leur amplitude.

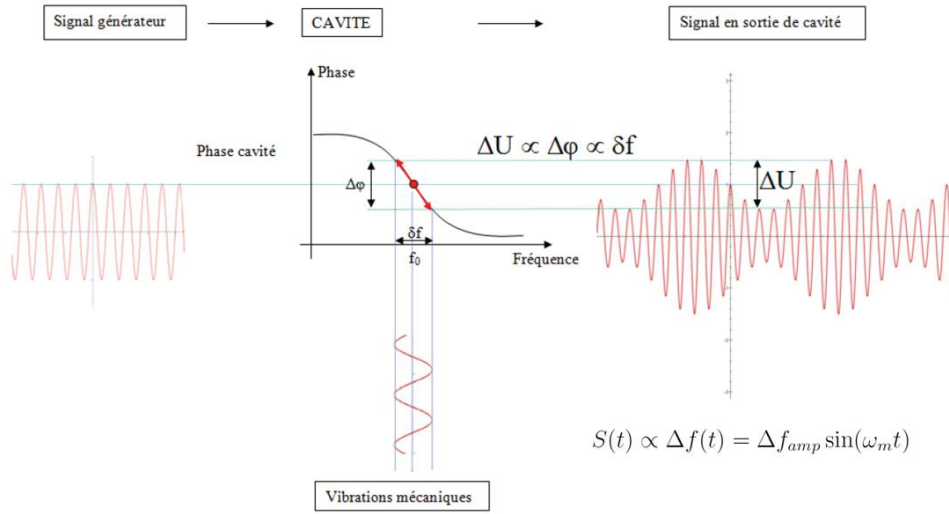


FIGURE 4.36 – Principe de la transformation d’une modulation de fréquence (perturbation sur la fréquence de résonance de la cavité) en une modulation d’amplitude sur le signal en sortie de la cavité [54].

en « couplage machine », cette sensibilité sera de l’ordre de quelques mV/Hz ($Q_L \sim 10^6 - 10^7$).

La tension fournie par le détecteur de phase est mesurée à l’aide d’un « lock-in amplifier » (ou amplificateur synchrone). Cet appareil permet de mesurer un signal, même noyé dans le bruit, avec une résolution de l’ordre du microvolt. Son fonctionnement est basé sur le principe d’une détection synchrone : il mesure la composante fréquentielle d’un signal en entrée à la fréquence de son signal de référence. En d’autres termes, la contribution de tout signal n’ayant pas la même fréquence que la référence interne du détecteur synchrone est très fortement atténuée.

Pour un signal de référence sinusoïdal (oscillateur interne de fréquence f_{ref}) et un signal d’entrée sinusoïdal U_e , le « lock-in » donne un signal continu U_s , tel que :

$$U_s(t) = \frac{1}{T} \int_{t-T}^t \sin(2\pi f_{ref} x + \phi) U_e(x) dx \quad (4.42)$$

où T représente le temps d’intégration et ϕ la phase entre le signal de référence et le signal en entrée. Cet appareil permet donc de connaître l’amplitude et le déphasage du signal en entrée par rapport au signal de référence.

Ainsi, en utilisant le signal de référence du « lock-in » pour contrôler les actionneurs piézoélectriques, et en augmentant pas à pas sa fréquence f_{ref} , on peut tracer la fonction de transfert du système d’accord agissant sur la fréquence de résonance de la cavité. Cette fonction de transfert caractérise donc la variation de la fréquence de résonance RF de la cavité en fonction de la fréquence d’excitation des actionneurs piézoélectriques.

Mesure avec une boucle à verrouillage de phase (à froid, en couplage critique)

Lors d'un test en couplage critique (« à froid »), la bande passante de la cavité est bien plus faible que l'amplitude des perturbations. Dans notre cas, la stabilisation du niveau RF dans la cavité se fait donc par le suivi de sa fréquence de résonance grâce à une boucle à verrouillage de phase (cf. Figure 4.37). La mesure des variations en fréquence de la cavité, est obtenue en comparant la fréquence de la boucle à un signal de référence dont la pulsation ω_0 correspond à la pulsation de résonance de la cavité non perturbée. Une fois l'écart en fréquence mesuré le tracé de la fonction de transfert se fait sur le même principe que précédemment, à l'aide d'un « lock-in ».

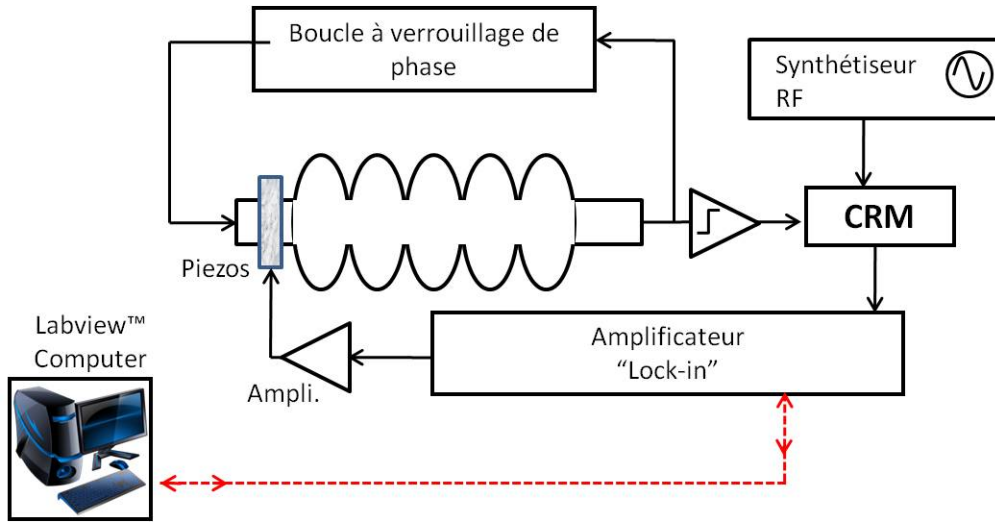


FIGURE 4.37 – Schéma du dispositif expérimental pour la mesure avec une boucle à verrouillage de phase.

Le comparateur de fréquence est appelé CRM, pour « Cavity Resonance Monitor » [119]. Son principe de fonctionnement est décrit par la Figure 4.38.

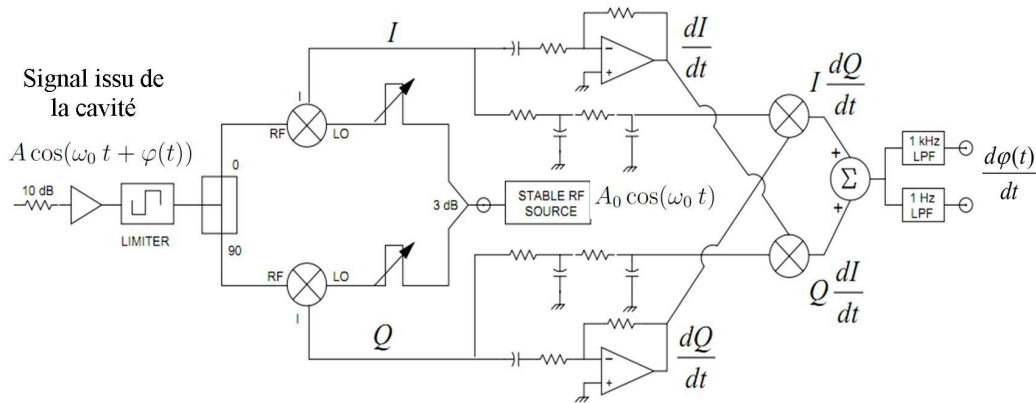


FIGURE 4.38 – Schéma de principe de fonctionnement d'un CRM.

En entrée du CRM, les partie réelle (en phase) et imaginaire (en quadrature de phase)

sont toutes les deux multipliées par le signal de référence. On obtient alors pour les signaux I et Q :

$$\begin{cases} I = \frac{AA_0}{2} [\cos(2\omega_0 t + \varphi(t)) + \cos(\varphi(t))] \\ Q = \frac{AA_0}{2} [\sin(2\omega_0 t + \varphi(t)) - \sin(\varphi(t))] \end{cases} \quad (4.43)$$

où A est l'amplitude du signal issu de la cavité et A_0 celle du signal de référence. $\varphi(t)$ représente le déphasage entre ces deux signaux. Avant d'être dérivés, ces signaux sont filtrés pour éliminer la composante haute fréquence, ainsi on obtient :

$$\begin{cases} \frac{dI}{dt} = -\frac{AA_0}{2} \sin(\varphi(t)) \\ \frac{dQ}{dt} = -\frac{AA_0}{2} \cos(\varphi(t)) \end{cases} \quad (4.44)$$

Enfin, le signal en sortie du CRM, $S_{CRM}(t)$ est égal à :

$$S_{CRM}(t) = Q \frac{dI}{dt} - I \frac{dQ}{dt} = \left(\frac{AA_0}{2} \right)^2 \frac{d\varphi(t)}{dt} \quad (4.45)$$

L'amplitude du signal de référence (A_0) est maintenue constante, ainsi que l'amplitude du signal issu de la cavité (A), grâce à des amplificateurs limiteurs. Ainsi, la tension délivrée par le CRM est proportionnelle au déphasage $\varphi(t)$ entre le signal de la boucle et le signal de référence. Ce déphasage, qui dépend du temps, peut s'écrire, à un instant t , comme :

$$\varphi(t) = \Delta\omega t + \phi \quad (4.46)$$

où $\Delta\omega$ correspond à l'écart entre la pulsation du générateur de référence et la pulsation de la cavité perturbée et ϕ est une phase constante quelconque.

Autrement dit, la tension en sortie du CRM est proportionnelle au désaccord en fréquence de la cavité :

$$S_{CRM}(t) \propto \Delta\omega \quad (4.47)$$

Le CRM utilisé n'a pas une sensibilité uniforme en fonction de la fréquence d'excitation qui module le signal RF dans la cavité. Il a donc été étalonné à l'aide de deux générateurs RF : le générateur de référence et un second générateur qui simule le signal présent dans la cavité. La courbe d'étalonnage présentée en Figure 4.39 est réalisée par une modulation de fréquence sur ce second générateur. Pour cette calibration, les modulations de fréquence ont une amplitude de 100 Hz et sont effectuées pour des déviations en fréquences comprises entre 20 Hz et 1 kHz.

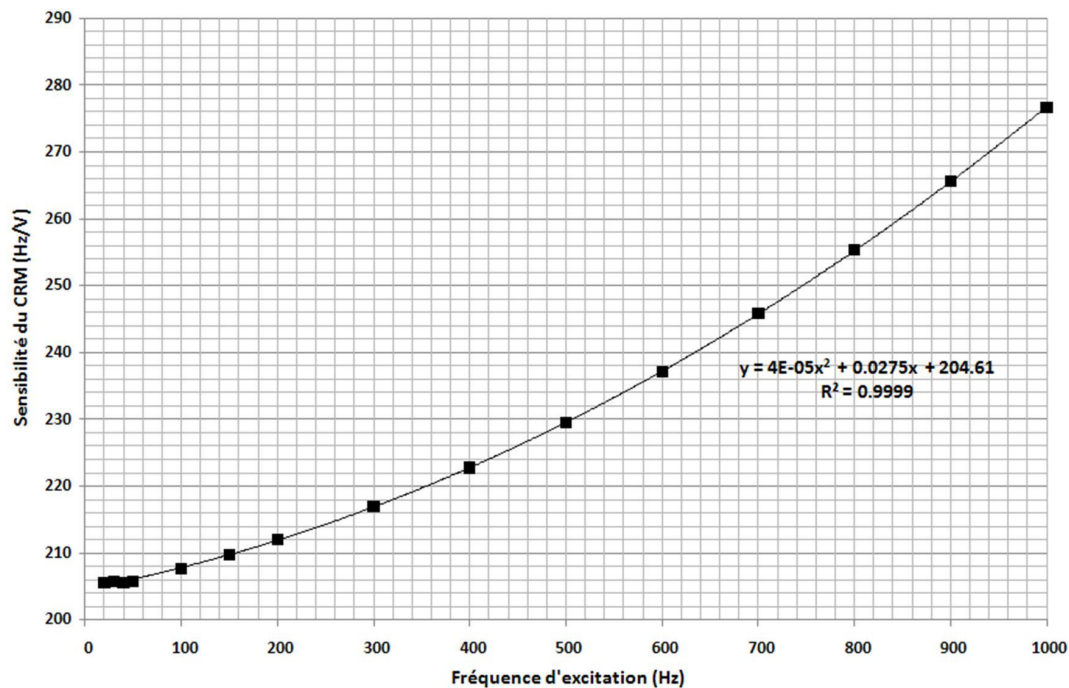


FIGURE 4.39 – Courbe d'étalonnage du CRM à 700 MHz.

4.4.2 Mesure du comportement du système d'accord

Le comportement du système d'accord « rapide » n'a pas encore pu être mesuré en condition cryogénique. Dans cette partie on présentera donc les mesures effectuées à température ambiante, qui ont permis de caractériser sa fonction de transfert. Ces mesures ont aussi permis d'identifier les principaux modes de résonance mécanique de la cavité et donnent une première idée du comportement statique de ce système.

Mesures statiques

Avant de procéder à la mesure dynamique du système d'accord, son comportement statique a été étudié. La procédure consistait simplement à observer le changement sur la fréquence de résonance de la cavité en fonction de la tension appliquée aux actionneurs piézo-électriques. Les deux actionneurs sont alimentés en même temps et en parallèle. La tension appliquée est comprise entre 0 et 150 V²².

La Figure 4.40, caractérise le comportement statique du système d'accord actionné par les piézoélectriques. Comme dans le cas où le système mécanique est actionné par le moteur, on remarque aussi la présence d'un hystérésis. Une première action des actionneurs piézo-électriques permet « de mettre en place » le système (première passe). Lorsqu'il est actionné de nouveau sa course est plus propre et on a remarqué une bonne répétabilité sur l'effet produit. A température ambiante, les actionneurs piézoélectriques permettent de faire varier la fréquence de la cavité d'une amplitude de 23,7 kHz et l'hystérésis maximum observé est de

22. Les actionneurs piézoélectriques utilisés peuvent supporter une tension maximale de 200 V.

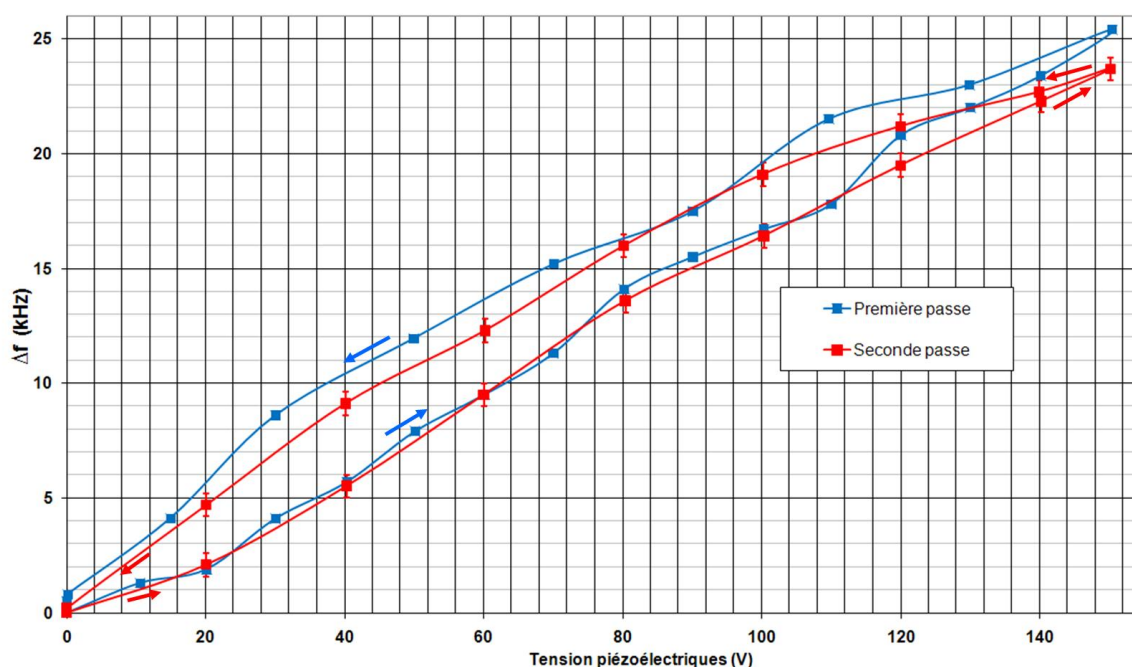


FIGURE 4.40 – Evolution, à chaud, du désaccord en fréquence de la cavité en fonction de la tension d'alimentation des actionneurs piézoélectriques.

3,4 kHz. Diviser cette amplitude par 10 donne une estimation de la plage de fonctionnement « à froid » du système (soit une dynamique de ~ 2 kHz). Il est aussi attendu que l'hystérésis soit de la centaine de Hz, ce qui donnera un comportement beaucoup plus linéaire du système d'accord rapide [120].

Résultats des mesures dynamiques et microphonies

Pour les résultats présentés ici, les mesures ont été effectuées avec la méthode en boucle ouverte. Un « offset » de 75 V a été appliqué (en phase montante) pour se placer au milieu de la bande de travail (cf. Figure 4.40). Les mesures ont été effectuées pour des fréquences d'excitation allant de 1 Hz à 1 kHz et ceci avec un pas de 0,5 Hz. La constante d'intégration du « lock-in » a été fixée à 3 secondes, afin notamment d'obtenir une bonne convergence de la mesure à basse fréquence (< 10 Hz). L'ensemble des procédures de calibration a été automatisée à l'aide d'un programme LabviewTM permettant le contrôle du « lock-in » et du générateur RF.

Les mesures ont été effectuées pour différentes amplitudes des tensions sinusoïdales appliquées aux actionneurs piézoélectriques comprises 0,25 V et 10 V. Les amplitudes des spectres ainsi obtenus ont été « normalisées » en Hz/V. Ainsi, la Figure 4.41 montre l'évolution du désaccord en fréquence (Δf_{cav}) de la cavité en fonction de la fréquence d'excitation appliquée aux éléments piézoélectriques (pour une tension sinusoïdale d'amplitude 1 V). La fonction de transfert complète de ce système est représentée en Figure 4.43.

A partir de la Figure 4.41 on constate que les modes de vibrations mécaniques excités par le système d'accord engendrant le plus grand désaccord en fréquence sur la cavité apparaissent

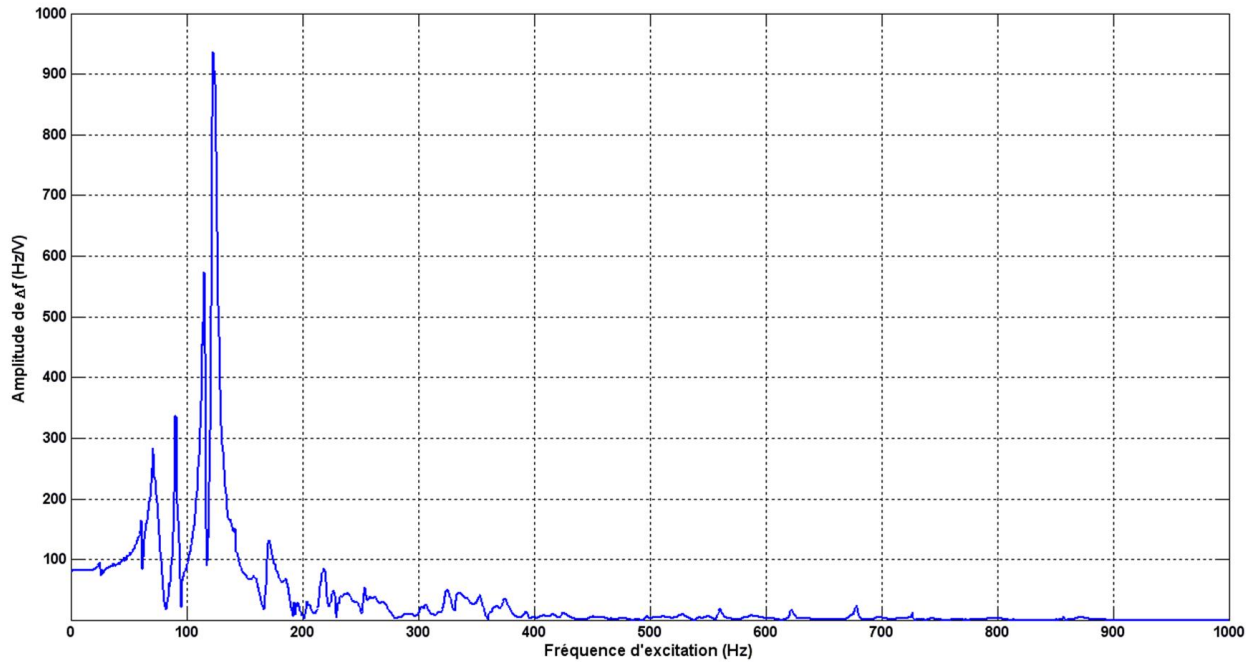


FIGURE 4.41 – Spectre microphonique de la cavité sous excitation des actionneurs piézoélectrique du système d'accord.

en dessous de 200 Hz. On distingue deux résonances principales qui interviennent à 115 Hz et 123 Hz.

Par ailleurs, au cours de ces mesures « à chaud », on a aussi remarqué un effet de saturation sur toutes les résonances mécaniques : bien que l'amplitude de la tension sur les actionneurs piézoélectriques augmente, l'amplitude des résonances cesse de croître. Pour la résonance la plus marquée l'amplitude maximale observée a été de $\Delta f_{max} = 4$ kHz (observé pour une tension d'amplitude de 5 V). L'origine exacte de ce phénomène de saturation n'a pas été identifié, mais on pense que cela est dû aux conditions aux limites et à l'équilibre entre la rigidité de la cavité « à chaud » et celle du système « Blade Tuner ».

Toutefois, ce type de mesure donne une première information sur les risques d'excitation microphonique par l'environnement de la cavité, comme les systèmes de pompes dont les modes de vibrations ont souvent des fréquences proches des multiples de 50 Hz.

Il sera donc important, lors des tests du module, d'évaluer le spectre des perturbations microphoniques dues au système environnant sur la cavité. Pour cela on peut utiliser une carte d'acquisition rapide conçue pour les études vibratoires. Avec une fréquence d'échantillonnage de 200 kHz et une résolution de 24 bits, cette carte permet d'acquérir un signal dans le temps pendant plusieurs secondes et d'en reconstruire le spectre fréquentiel avec une grande précision²³.

En guise d'illustration de cette méthode, la Figure 4.42 montre le spectre microphonique obtenu sous l'effet d'un choc sur le tube faisceau (à chaud). On constate que l'on retrouve

23. Une telle étude a notamment été menée sur les cryomodules B pour le linac supraconducteur de SPIRAL 2 [54]

certaines modes mécaniques (le plus marqué à ~ 120 Hz notamment) déjà mis en avant sur la Figure 4.41, mais aussi d'autres modes intervenant sur tout le spectre compris entre 0 et 1kHz.

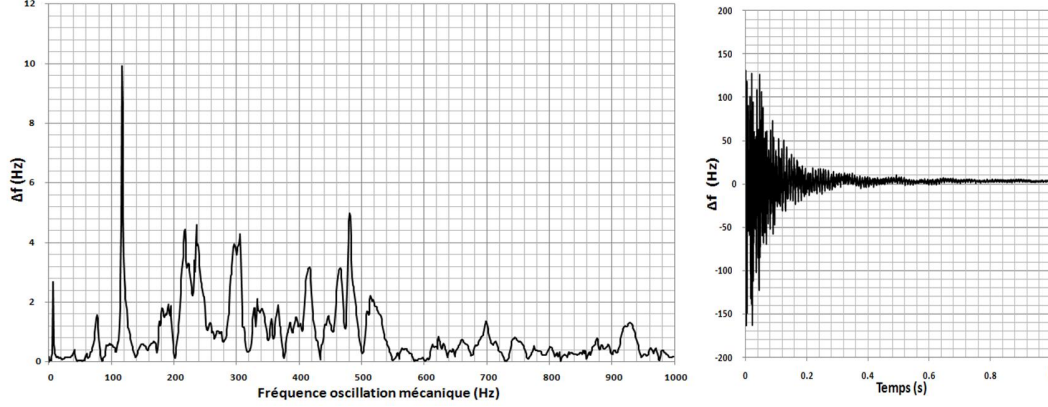


FIGURE 4.42 – exemple de spectre microphonique et de la réponse temporelle associée obtenus sous l'effet d'un choc sur un tube faisceau de la cavité Psyché.

La méthode d'excitation par les actionneurs piézoélectriques couplée avec le « lock-in » est « aveugle » aux harmoniques et modes couplés de l'excitation. Pour mesurer le « bruit de fond » sur la cavité ou les perturbations dues à un changement d'état sur le module (vannes, instabilité du bain He, etc), ce type de mesure, utilisant une carte d'échantillonnage, sera très précieuse. Elle permettra notamment de vérifier si certains modes mécaniques sont dangereusement excités par les systèmes environnants, et si ces mêmes modes peuvent aussi être excités par le système d'accord.

En effet, le but premier de la mesure de la fonction de transfert du système d'accord rapide était d'identifier les modes qu'il était susceptible d'exciter. La connaissance de ces effets est d'une grande importance pour le système de régulation qui aura pour rôle de contrôler la consigne sur les éléments piézoélectriques. Dans le chapitre 5, pour l'étude de la tolérance aux pannes du linac MYRRHA, un modèle de la cavité et de ses systèmes de régulation a été développé. Dans ce cadre, afin de proposer une solution pour réguler le système d'accord, on a souhaité modéliser sa fonction de transfert.

4.4.3 Modélisation de la fonction de transfert du système d'accord

Il apparaît que le comportement du système d'accord sur la cavité peut être assimilé à une série de résonances du second ordre qui caractérisent chacune une résonance mécanique. Un modèle, H_{SA} , de la fonction de transfert du système d'accord, peut s'écrire sous la forme [121] :

$$H_{SA} = \left[H_1(p) + \sum_{i=1}^N H_{2i}(p) \right] e^{\tau_r p} \quad (4.48)$$

Les $H_{2i}(p)$ sont des fonctions de transfert du second ordre qui caractérisent les résonances

mécaniques dans la bande d'intérêt (ici 0-1kHz). Elles sont écrites sous la forme suivante :

$$H_{2i}(p) = \frac{\omega_i^2 K_i}{p^2 + (\omega_i/Q_{mi})p + \omega_i^2}, \quad Q_{mi} = \frac{\omega_i}{\Delta\omega_i}, \quad K_i = \pm \frac{\Delta f_{mi}}{Q_{mi}} \quad (4.49)$$

où ω_i est la pulsation de la résonance mécanique et Q_{mi} son facteur de qualité ($\Delta\omega_i$ représente la largeur de la bande). Le coefficient K_i dépend du facteur de qualité de la résonance ainsi que de l'amplitude du désaccord en fréquence Δf_{mi} . Le signe de K_i est un paramètre libre très important. Il permet d'ajuster l'évolution de la phase sur la fonction de transfert (cf. Figure 4.43). Il détermine, pour les différentes résonances mécaniques de la cavité, si une tension d'alimentation positive sur les éléments piézoélectriques, engendre un désaccord positif ou négatif sur la fréquence RF de la cavité.

H_1 est une fonction de transfert du premier ordre. Elle s'écrit sous la forme :

$$H_1(p) = \frac{K_0}{1 + (1/\omega_{cm})p} \quad (4.50)$$

Le coefficient K_0 permet d'ajuster le gain statique de la fonction de transfert et ω_{cm} représente une pulsation de coupure au-delà de laquelle les modes mécaniques sont peu excités par le système d'accord. Dans notre cas on a $K_0 = 5 \text{ Hz/V}$ et $\omega_{cm} = 2\pi 950 \text{ Hz}$.

Enfin, un retard pur permet de simuler la propagation des ondes acoustiques depuis le « Blade Tuner » jusqu'à la cavité. La constante de temps de cette propagation, τ_r a été estimée à 1,1 ms. De ce retard pur, il en résulte une pente supplémentaire dans l'évolution de la phase en fonction de la fréquence d'excitation.

Au final, une quarantaine de fonctions de transfert ont été implémentées dans le modèle mathématique. En Figure 4.43, on a représenté la fonction de transfert mesurée et le modèle ainsi réalisé. C'est ce modèle qui sera utilisé pour la modélisation du comportement du système d'accord à froid et de sa boucle de régulation dans le chapitre suivant.

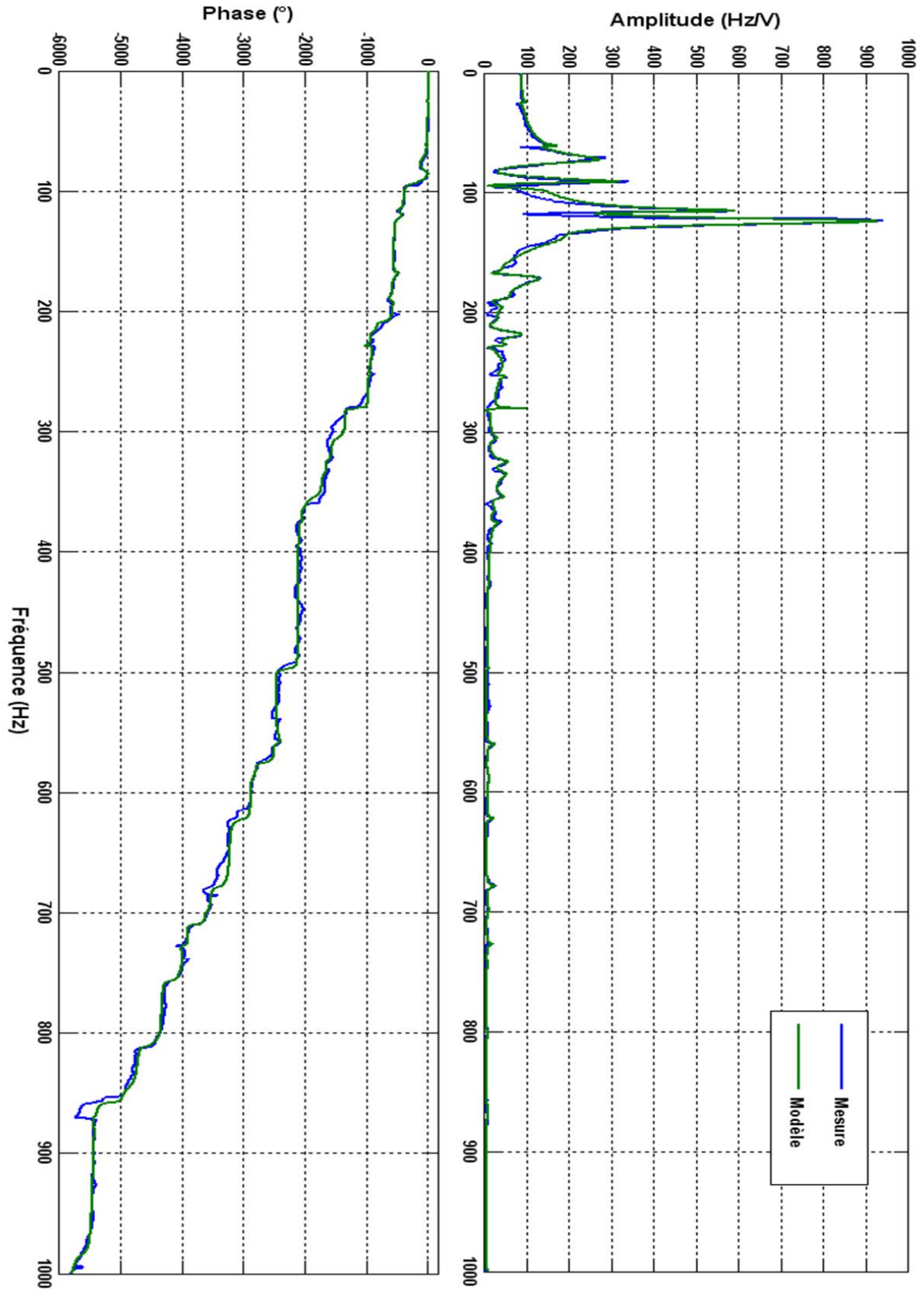


FIGURE 4.43 – Fonction de transfert du système d'accord « rapide » : désaccord sur la fréquence RF de la cavité en fonction de la fréquence d'excitation des actionneurs piézoélectriques (mesure et modèle).

4.5 Conclusion du chapitre

Dans ce quatrième chapitre on a donc présenté l'ensemble des éléments qui constitueront le cryomodule prototype 700 MHz et sa chaîne d'alimentation RF haute puissance. Ce cryomodule est maintenant installé dans la nouvelle zone expérimentale de l'IPN d'Orsay. Il se trouve à présent dans une configuration intermédiaire, sans coupleur de puissance, et de nouveaux tests en couplage critique (« basse puissance ») sont prévus.

Par ailleurs, les premiers tests dans cette configuration ont montré les bonnes performances cryogéniques du module, en particulier au niveau des pertes statiques qui correspondent aux valeurs attendues. Toutefois, comme on l'a exposé dans la *Partie 4.2*, un problème de fuite cryogénique récurrent a longtemps empêché le fonctionnement optimal du cryomodule. Une nouvelle réparation du cordon de soudure défectueux vient d'être effectuée à l'IPN et des premiers tests avec un bain d'hélium à 1,9 K ont été effectués (octobre 2011). Aucune fuite n'a été détectée ce qui a permis de valider la procédure de réparation. La mesure de l'évolution du facteur de qualité en fonction de E_{acc} a montré qu'un quench se produit aux alentours de 12 MV/m ce qui est en dessous des premières mesures effectuées en cryostat vertical [100]. Une hypothèse qui expliquerait ce quench un peu plus précoce serait la dégradation du « plat de champ » dans la cavité.

Dans la *Partie 4.3*, on a montré qu'une des cellules de la cavité s'était significativement déformée. Ceci a considérablement modifié la répartition des champs électromagnétiques dans la cavité, et il y a des risques pour qu'elle quench de façon précoce. Dans une phase de prototypage, ceci n'est pas forcément gênant, mais pour un fonctionnement en accélérateur, il faut que la cavité atteigne le point de fonctionnement nominal requis ($E_{acc} = 8,5$ MV/m, $Q_0 = 5.10^9$). Il faut aussi qu'elle puisse fournir un gradient accélérateur de 20% à 30% supérieur au champ accélérateur nominal afin d'assurer le bon déroulement des procédures de rattrapage de panne du linac de MYRRHA. Une étude de ces procédures est présentée dans le chapitre suivant.

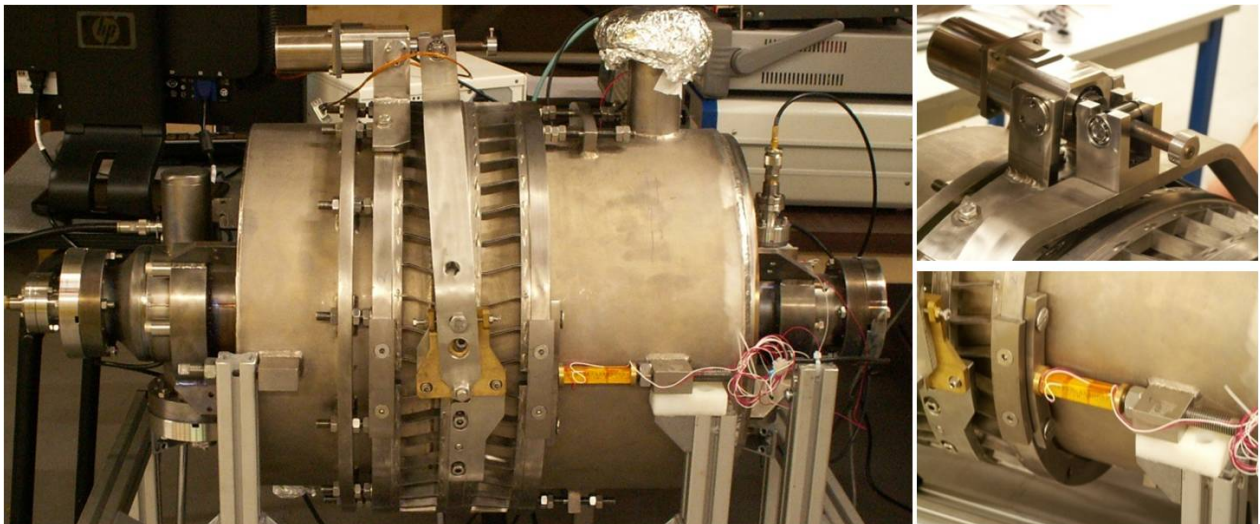
Dans le chapitre 5, on verra notamment que le système d'accord peut jouer un rôle important pour rendre le linac de MYRRHA « tolérant aux fautes », car il permet de contrôler finement la fréquence de résonance de la cavité. En conséquence, on a souhaité mesurer et modéliser sa fonction de transfert afin d'anticiper et de proposer une solution pour son système de régulation. Dans la *Partie 4.4* on a présenté les résultats obtenus pour des mesures à température ambiante, mais le dispositif de mesure à froid (CRM) a, lui aussi, été installé et testé : il est opérationnel pour fonctionner lorsque la cavité sera dans des conditions cryogéniques stables.

En conclusion, le banc de test pour la cavité $\beta_g = 0,47$ est maintenant dans sa phase finale de développement. Grâce aux premières expériences, on a pu mettre en lumière les points technologiques critiques susceptibles d'affecter le bon fonctionnement du cryomodule. Des améliorations ont donc été apportées, ou sont en cours d'élaboration, afin de rendre cet

instrument le plus fiable possible. A terme, ce prototype de module accélérateur supraconducteur doit servir de référence pour l'analyse des procédures de réglages rapides que devront satisfaire toutes les cavités du linac de MYRRHA, et ceci afin de répondre aux contraintes de fiabilité imposées par le fonctionnement d'un ADS.

Chapitre 5

Modélisation et étude de la tolérance aux pannes d'une cavité supraconductrice



La cavité équipée de son système d'accord (moteur + actionneurs piézoélectriques) qui permet le réglage dynamique de sa fréquence de résonance.

Le cheminement que l'on a suivi jusqu'à présent, nous a permis de mettre en avant les principaux points auxquels il faut prêter attention lors de la conception d'une cavité elliptique supraconductrice et de son cryomodule. Grâce aux premières expériences menées sur le prototype de cryomodule 700 MHz, on a déjà identifié certains points critiques qui peuvent altérer la fiabilité d'un tel instrument.

En conséquence, des améliorations techniques ont été apportées et vont être testées afin de garantir une meilleure robustesse mécanique du module dans sa configuration finale. Bien sûr, cette configuration n'est pas encore atteinte, mais à termes, lorsque le coupleur de puissance sera opérationnel, il est prévu de tester cet ensemble à haute puissance. Il sera alors dans une situation identique à son fonctionnement au sein d'un linac. A une différence près tout de même, lors des tests menés sur le site expérimental de l'IPNO, il n'y a pas de faisceau.

En parallèle de cette approche expérimentale, on a donc souhaité mener une étude plus « théorique » afin de réfléchir sur la fiabilité du module dans un linac pilotant un incinérateur nucléaire. Un modèle complet de la cavité, de sa boucle de régulation RF et de la boucle de contrôle de son système d'accord, a été réalisé en utilisant le logiciel MATLAB Simulink®, ce qui a permis d'étudier les comportements transitoires de cet ensemble.

Les travaux de simulation ainsi entrepris permettent aussi d'anticiper sur le programme expérimental prévu pour le cryomodule 700 MHz. On a notamment réfléchi sur le réglage des correcteurs du système numérique qui sera utilisé pour le contrôle du champ accélérateur (amplitude et phase) dans la cavité, ainsi que sur une possible solution pour le contrôle dynamique du système d'accord.

Le modèle complet du contrôle individuel d'une cavité supraconductrice ainsi établi, on s'est intéressé à différents scénarii afin d'étudier la faisabilité de la compensation d'une panne susceptible de se produire pendant le fonctionnement de l'accélérateur. On a réfléchi à deux points en particulier :

- une panne RF : une cavité n'est plus alimentée par son générateur défectueux. Afin que l'on puisse continuer d'alimenter en protons la cible de spallation, il faut procéder à un re-réglage rapide (en moins de 3 secondes) de certaines cavités du linac.
- le rétablissement de la configuration nominale : dans un second temps, on a aussi regardé la faisabilité de remettre la cavité en service, une fois son amplificateur RF remplacé ou remis en état de marche .

A cet égard, on s'attardera tout d'abord, dans ce dernier chapitre, sur la problématique de fiabilité d'un accélérateur linéaire supraconducteur. On reviendra brièvement sur l'expérience acquise par les installations existantes et les points qui peuvent s'avérer critiques pour une application ADS. On prendra ensuite le temps de détailler les différentes étapes suivies pour la modélisation de la cavité et de ses systèmes de contrôle. Enfin, dans une troisième partie, on

s'intéressera à l'étude des scénarii « accidentels », pour conclure sur la faisabilité des procédés garantissant la tolérance aux pannes de l'accélérateur de MYRRHA.

5.1 Fiabilité d'un linac supraconducteur de haute puissance

5.1.1 Origines des interruptions faisceau dans un accélérateur linéaire

Les accélérateurs linéaires à protons de haute puissance font généralement partie intégrante d'installations utilisées pour la recherche scientifique. En plus de remplir les critères de performances (énergie et courant du faisceau) pour lesquelles elles ont été construites, elles doivent être rentables. De telles machines se doivent donc d'avoir un faisceau le plus disponible possible pour les utilisateurs. Afin de garantir cette disponibilité, il faut notamment s'assurer de la fiabilité de l'ensemble des éléments technologiques qui les composent.

Afin d'identifier les éléments les plus influents sur la fiabilité de ces installations, de nombreuses statistiques sur les causes des arrêts faisceau sont collectées et examinées (cf. Figure 5.1). Les résultats de ces analyses tendent à montrer que les installations existantes fonctionnent en moyenne entre 80% et 90% du temps planifié [122]. Il est aussi important de noter que, sur un an, ces accélérateurs sont programmés pour fonctionner pendant 30% à 75% du temps. Le reste de l'année est dédié à l'entretien des machines afin, justement, de maintenir et d'améliorer la fiabilité des installations.

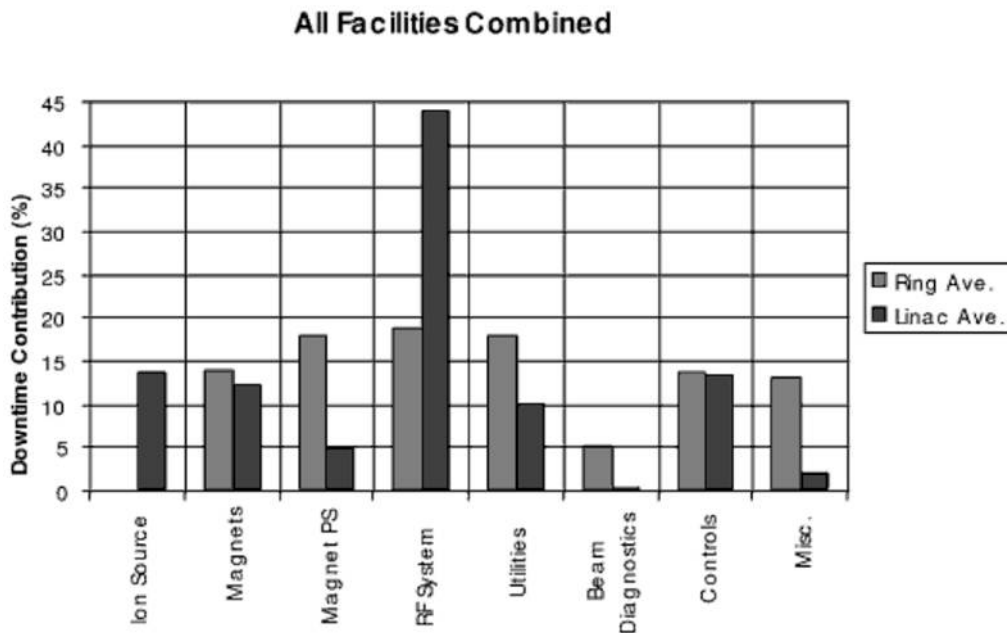


FIGURE 5.1 – Contribution aux arrêts faisceau des différentes technologies qui composent un accélérateur ; statistiques établies sur cinq installations différentes [45].

La Figure 5.1 répertorie la contribution aux arrêts faisceau intempestifs des différentes technologies qui composent un accélérateur. Ce diagramme résulte de la collecte de données

sur cinq installations différents : ISIS¹, CERN², DESY³, LANSCE⁴ et TJNAF⁵. De telles analyses statistiques permettent de conclure que, pour les linacs, les principales causes d'arrêts sont dues en premier lieu à des pannes des systèmes RF. On peut aussi remarquer que les pannes des injecteurs et des sources d'ions ont aussi un fort impact sur la fiabilité des accélérateurs linéaires. Ces tendances semblent confirmées par les premières analyses statistiques effectuées sur la machine SNS (Spallation Neutron Source) (cf. Figure 5.2), où la majeure partie des interruptions de longue durée est due aux systèmes RF, à l'injecteur et surtout aux modulateurs haute tension pour le fonctionnement pulsé de la RF (E-HVCM, pour « Electrical High Voltage Converter Modulator »). Il est important de noter que durant ces deux dernières années, la fiabilité des technologies HVCM a été considérablement améliorée. Ainsi, grâce à ces mises au point, en 2010, la disponibilité du faisceau à SNS a été d'environ 85% du temps de fonctionnement prévu, contre 80% en 2009 et 72% en 2008 [34].

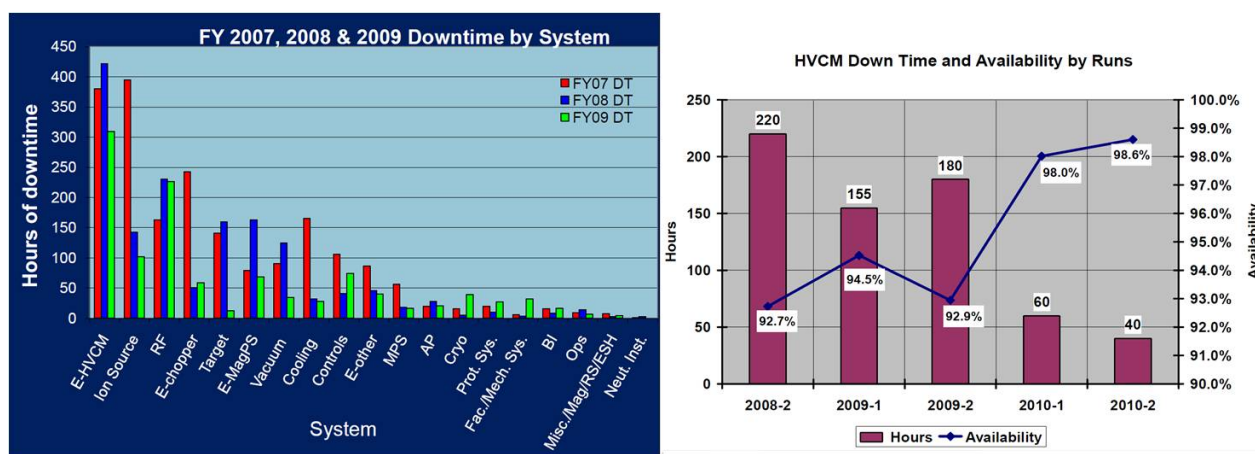


FIGURE 5.2 – A gauche : Contribution des différents systèmes aux durées d'arrêts faisceau à SNS de 2007 à 2009 [46]. A droite : amélioration de la fiabilité des modulateurs haute tension à SNS et impact sur la disponibilité du faisceau [123].

L'accélérateur supraconducteur haute puissance (~ 1 MW) de SNS est unique en son genre, on ne peut que le considérer comme notre principale référence en vue de l'application d'une technologie similaire pour le pilotage d'un ADS.

Pour le démonstrateur MYRRHA on rappelle que pas plus de 10 arrêts faisceau supérieurs à une durée de 3 secondes seront tolérés par cycle opératoire de 3 mois [124]. En d'autres termes sur ces 2190 heures de fonctionnement, le but sera finalement d'obtenir un MTBF⁶ de

1. ISIS : source de neutrons et de muons créés par accélération pulsée de protons, située au Rutherford Appleton Laboratory.
2. CERN : données collectées sur le SPS et le LEP.
3. DESY : données collectées sur le synchrotron HERA (Hadron Elektron Ring Anlage) entre 1996 et 1999.
4. LANSCE : Los Alamos Neutron Science Center, données collectées sur l'accélérateur linéaire à protons de 800 MeV.
5. TJNAF : Thomas Jefferson National Accelerator Facility, données collectées sur l'accélérateur à électrons CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facility).
6. Le MTBF pour « Mean Time Between Failures », que l'on peut traduire par « temps moyen entre

219 heures (et plus à termes ~ 250 heures [125]). Pour fixer des ordres de grandeurs on peut comparer cette valeur au MTBF du cyclotron de PSI qui est d'environ 1 heure. A l'ESRF, où ce facteur est très important pour garantir un temps de faisceau maximum aux utilisateurs, le MTBF est d'environ 40 heures [126]. Pour SNS ce chiffre n'a pas encore été communiqué, mais on peut noter que le nombre d'arrêts faisceau supérieurs à une seconde par jour est de l'ordre de 100 (dont une dizaine supérieurs à 1 minute) [46].

5.1.2 Problématique pour l'accélérateur de MYRRHA

En plus de fournir un faisceau plus puissant (2,4 MW) qu'à SNS, l'accélérateur de MYRRHA devra être autrement plus fiable. C'est pour cela que dans son concept, il est prévu une ligne d'injection de secours. On l'a déjà évoqué dans le chapitre 1 (cf. Figure 1.18), on ne reviendra donc pas sur cet aspect, mais comme on a pu le constater, les lignes d'injections et leurs sources, sont des éléments très sensibles et la redondance est primordiale.

Il faut aussi remarquer que le mode de fonctionnement prévu pour MYRRHA est différent du linac SNS. En effet, à Oak Ridge, le faisceau est pulsé à 60 Hz, alors que celui de MYRRHA sera CW. La technologie employée pour la gestion de la puissance RF sera alors différente. En effet, à SNS les modulateurs pulsent la haute tension pour « piloter » les klystrons, tandis que sur une machine CW les cavités sont alimentées en continu. Cela simplifie la technologie des alimentations haute tension et laisse penser qu'elles seront plus robustes, car non soumises à des effets transitoires répétés. Il est toutefois très délicat, de tirer des conclusions sur les tendances à l'usure dans un cas où dans l'autre, et pour le cas de MYRRHA il n'est pas forcément cohérent de s'appuyer sur la statistique de SNS à ce sujet.

On retiendra simplement ici que les amplificateurs RF haute puissance, à tubes ou à l'état solide⁷, sont des éléments relativement fragiles dans un accélérateur. Ils ont donc un impact direct sur la fiabilité de la machine, en particulier car leur réparation ou leur remplacement peut prendre plusieurs heures [127].

Une étude menée dans [128] montre que la fiabilité d'un linac supraconducteur ne peut être améliorée qu'en disposant d'éléments accélérateurs redondants. Chaque section de la ligne supraconductrice du linac pour MYRRHA dispose de plus de cavités que nécessaire

pannes », est une des valeurs qui indiquent la fiabilité d'un système. Dans notre cas, il traduit le temps moyens entre deux arrêts faisceau de plus de 3 secondes. Le MTBF est une moyenne arithmétique que l'on peut écrire comme : $MTBF = \frac{\sum(\text{temps de fonctionnement} + \text{temps d'arrêts})}{\text{nombre d'arrêts}}$.

7. Les seules technologies capables de fournir des puissances moyennes au-delà de plusieurs dizaines de kilowatts à 700 MHz sont les amplificateurs utilisant un faisceau d'électrons dans un tube en verre sous-vide : klystron, IOT (Inductive Output Tube), etc. Ces amplificateurs sont particulièrement sensibles au phénomène de claquage. Une solution alternative est l'amplificateur à l'état solide. Cette technologie émergente est plus modulaire, car elle utilise une succession de modules moyenne puissance basés sur une technologie MOFSET, branchés en parallèle. Dans une optique de fiabilité, cette option est très intéressante. On peut même envisager le remplacement d'un module de puissance tout en maintenant le fonctionnement global de l'amplificateur RF. Cependant, pour le moment, il n'existe pas de tels amplificateurs capables de fournir des puissances de l'ordre de 30 kW à des fréquences avoisinant les 700 MHz.

pour accélérer le faisceau au niveau d'énergie souhaitée, car elles ne fonctionnent pas à plein régime. Ainsi, lorsque l'une d'entre elles devient inutilisable, les autres cavités qui ne fonctionnaient au maximum de leur capacité, peuvent compenser ce manque. Ceci implique aussi que les réserves de puissance RF doivent être suffisantes pour que l'on puisse accroître les gradients accélérateurs dans les cavités. Cette étude [128] montre, par exemple, que si l'on dispose d'éléments redondants dans le linac et de suffisamment de puissance pour compenser les pannes de deux cavités dans chaque section accélératrice, il est possible d'obtenir un MTBF supérieur à 500 heures.

Cependant, les récents résultats issus de l'opération de SNS, montrent que l'utilisation des cavités supraconductrices n'est pas encore optimale. Certains éléments de la ligne accélératrice ont vu leurs performances dégradées par des phénomènes d'émission de champ engendrés par des pertes faisceau trop importantes [122]. Ceci vient s'ajouter à tous les problèmes liés à la stabilité du bain d'hélium, aux phénomènes de multipacting à proximité des coupleurs HOM et au rayonnement thermique inattendu apporté par certains coupleurs de puissance [129].

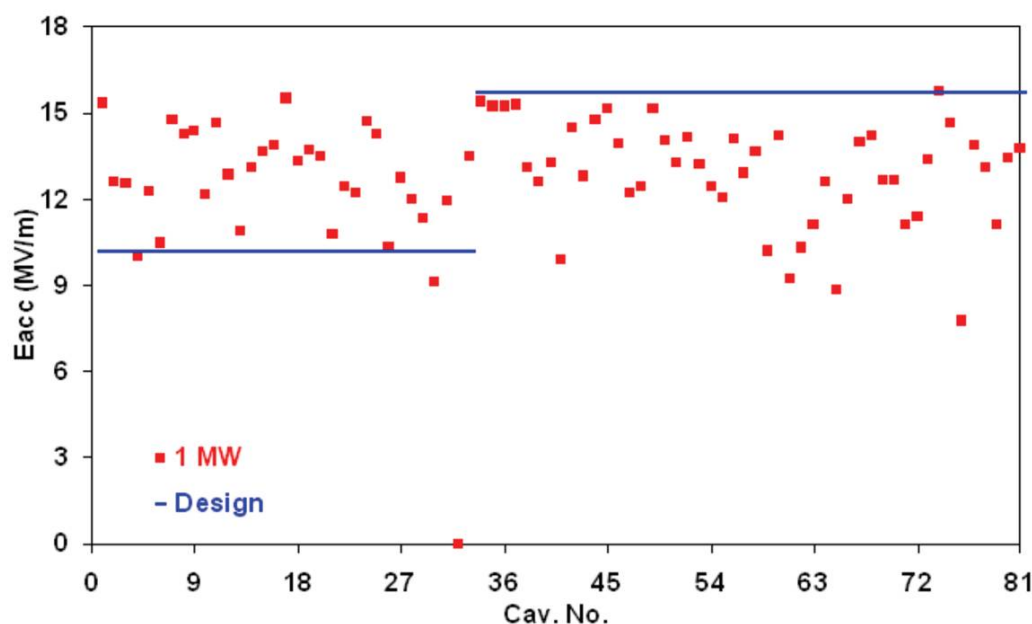


FIGURE 5.3 – Gradients accélérateurs des cavités du linac supraconducteur de SNS pour la production de neutrons de 1 MW, en 2010 [34].

Par ailleurs, sur ce même linac supraconducteur de SNS, les systèmes d'accord utilisant des actionneurs piézoélectriques ont montré une certaine fragilité et la plupart des cavités fonctionnent sans réglage dynamique de leur fréquence de résonance. En conséquence, la puissance RF nécessaire est supérieure à la puissance nominale : seules les boucles de contrôle RF compensent les désaccords en fréquence des cavités [34]. Et finalement, comme le montre la Figure 5.3, certaines cavités de la ligne accélératrice sont obligées de travailler bien au-dessus de leur point de fonctionnement nominal, car un bon nombre d'entre elles sont pour l'instant limitées par des quenches. Il y a donc beaucoup à apprendre de l'expérience de SNS et ces

résultats prouvent qu'il est primordial de mener une étude approfondie du comportement d'un cryomodule dans une configuration machine.

En connaissance de l'ensemble de ces facteurs, pour rendre l'accélérateur de MYRRHA le plus tolérant aux pannes possible, il est nécessaire que chaque cavité ait ses propres systèmes de contrôle du champ accélérateur et de sa fréquence. Ces systèmes de régulation doivent être robustes et suffisamment performants pour garantir un re-réglage rapide du signal dans la cavité. Afin d'anticiper ou de confirmer les choix technologiques pour ces systèmes, il est apparu comme fondamental de modéliser une cavité, son système d'accord et leurs boucles d'asservissement, pour étudier le comportement de cet ensemble lors de situations critiques de rattrapage de pannes.

5.1.3 Modélisation pour l'étude de la tolérance aux pannes

Les sources RF sont des éléments extrêmement critiques dans un accélérateur linéaire. Pour tenter de pallier à leur défaillance, il est prévu que chaque cavité possède sa propre source de puissance. Ainsi lorsqu'une source tombera en panne, une seule cavité sera pénalisée. Une telle panne va engendrer des pertes faisceau immédiates dans la ligne accélératrice. La Figure 5.4 est le résultat de simulations utilisant le code de transport TRACEWIN [130] où la panne d'une cavité dans le linac a été simulée. On peut constater qu'il faut environ $200 \mu s$, pour mettre en évidence la perte du faisceau et donc pour stopper l'accélérateur. Il faut ensuite être capable d'identifier la cavité défaillante, et d'envoyer les informations nécessaires aux autres cavités, pour procéder à leur re-réglage, en moins de 3 secondes. Une fois la nouvelle configuration établie, on pourra réinjecter le faisceau tout en garantissant la même énergie de 600 MeV en sortie du linac. .

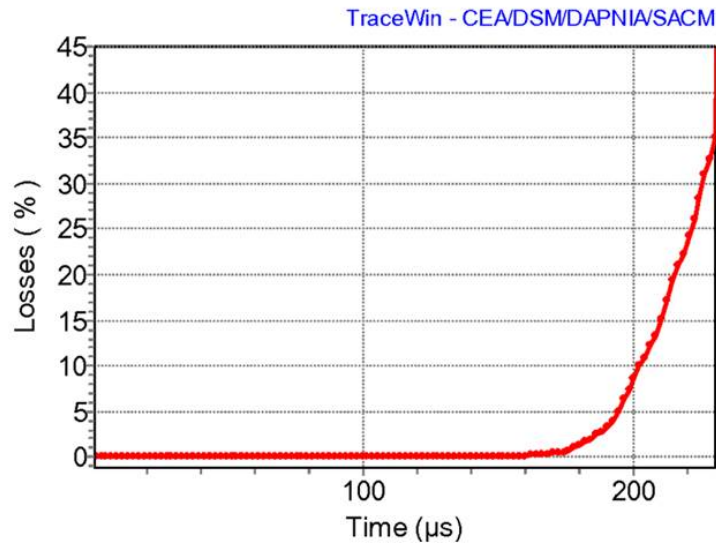


FIGURE 5.4 – Evolution dans le temps des pertes faisceau dans le linac, après la défaillance d'une cavité [131].

Il faut donc que le système de contrôle global de l'accélérateur soit suffisamment rapide pour diagnostiquer l'élément défaillant, mais il faut aussi que les boucles de contrôle associées à chaque cavité permettent ce réglage rapide.

Afin d'étudier la faisabilité d'une telle procédure pendant le fonctionnement du linac, on s'est plus particulièrement intéressé à la modélisation des cavités de la section $\beta_g = 0,47$ en se basant sur l'installation du cryomodule 700 MHz. Le comportement de l'ensemble des éléments présents dans la boucle de régulation RF a ainsi pu être implémenté dans le code à partir de mesures expérimentales. Le système d'accord et le comportement mécanique de la cavité, ont, eux aussi, été modélisés.

Le banc de test 700 MHz n'est pas encore dans sa configuration finale, les simulations ainsi réalisées nous ont permis d'anticiper sur la marche à suivre pour améliorer le contrôle du signal RF dans la cavité et en particulier pour le contrôle du système d'accord qui joue un rôle crucial pour le réglage de la fréquence de résonance de la cavité. Comme on le montrera par la suite, le système d'accord permet de minimiser la puissance de travail des source RF, et ainsi de garantir une réserve suffisante en cas de panne.

On discutera de l'ensemble de ces aspects, au travers de l'analyse de scénarii tels qu'une panne RF dans la section $\beta_g = 0,47$. Mais avant toute chose, on se propose de retracer le cheminement suivi pour aboutir à un modèle : « cavité + boucle de régulation RF + boucle de régulation du Système d'Accord à Froid (SAF) » en l'appliquant au cas du banc de test 700 MHz décrit dans le chapitre 4.

5.2 Modélisation d'une cavité supraconductrice et de ses systèmes de régulation

5.2.1 Principe de régulation et système de contrôle numérique

Principe de régulation d'une cavité accélératrice supraconductrice

Afin de garantir une énergie fixe en sortie du linac (600 MeV à ± 1 MeV pour MYRRHA) et d'assurer le bon transport du faisceau, il est primordial de maintenir l'amplitude du champ accélérateur constante dans les cavités. Or, un changement de la fréquence de résonance induit un changement de phase, ψ , du signal RF (c'est-à-dire un changement de phase entre P_{inc} et P_t). Comme on le verra par la suite, la phase entre le faisceau et le signal RF, ϕ_s , est elle aussi changée, ce qui a tendance à modifier le gain en énergie du faisceau.

Ce mécanisme est décrit par la Figure 5.5, où au temps t_0 la pulsation de résonance de la cavité, ω_0 , est égale à la pulsation du signal injecté, ω_{RF} . Au temps t_1 , la fréquence de résonance de la cavité a changé. Ceci a pour conséquence de diminuer l'amplitude de la tension accélératrice (de ΔV) dans la cavité et de changer sa phase (de $\Delta\psi$). Pour maintenir la même amplitude et la même phase du signal RF dans la cavité, il faut donc augmenter l'amplitude du signal injecté de ΔV et le retarder de $\Delta\psi$.

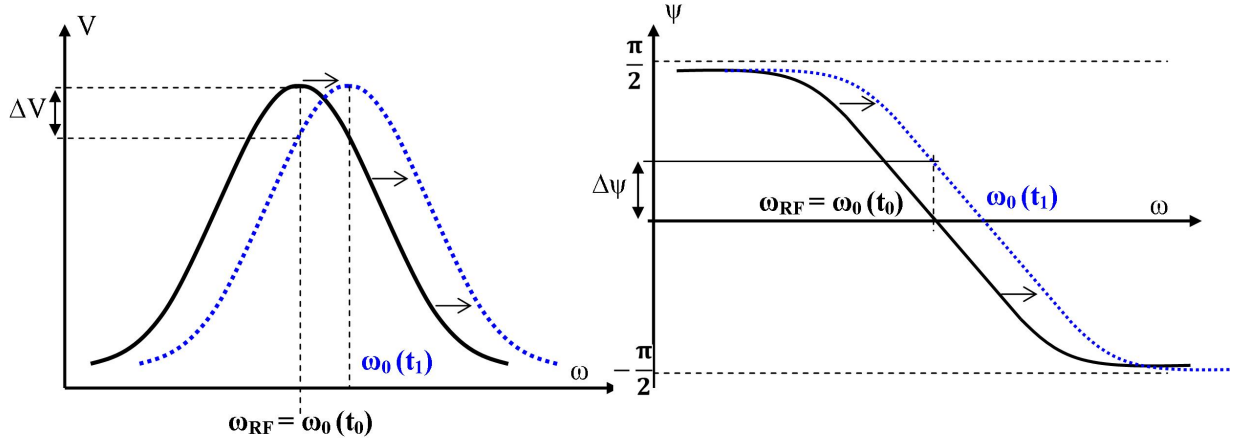


FIGURE 5.5 – Principe de régulation. Le changement de la fréquence de résonance a pour conséquence de diminuer l'amplitude du signal RF dans la cavité, ainsi que sa phase. Il faut donc compenser cet écart en augmentant l'amplitude du signal RF de ΔV et en le déphasant de $-\Delta\psi$.

La régulation en phase et en amplitude du signal injecté dans la cavité est obtenue grâce à une boucle rétroactive basée sur une électronique basse puissance. Ce système est généralement appelé « bas niveau RF », ou LLRF pour « Low Level RF ». Pour aider cette régulation, on limite aussi les fluctuations de la fréquence de résonance de la cavité. Autrement dit, à

l'aide d'une boucle rétroactive sur le système d'accord on compense les déformations mécaniques de la cavité.

Pour une cavité supraconductrice, c'est la combinaison de ces deux méthodes que l'on cherche à mettre en œuvre, en particulier lors des transitoires où les forces de Lorentz ont un impact direct sur la consommation en puissance.

Contrôle d'une cavité supraconductrice

Afin d'assurer le contrôle de la fréquence et de l'amplitude du champ accélérateur dans la cavité, deux boucles à rétroactions sont envisagées. Une vision schématisée de ces deux boucles de régulation est donnée en Figure 5.6 .

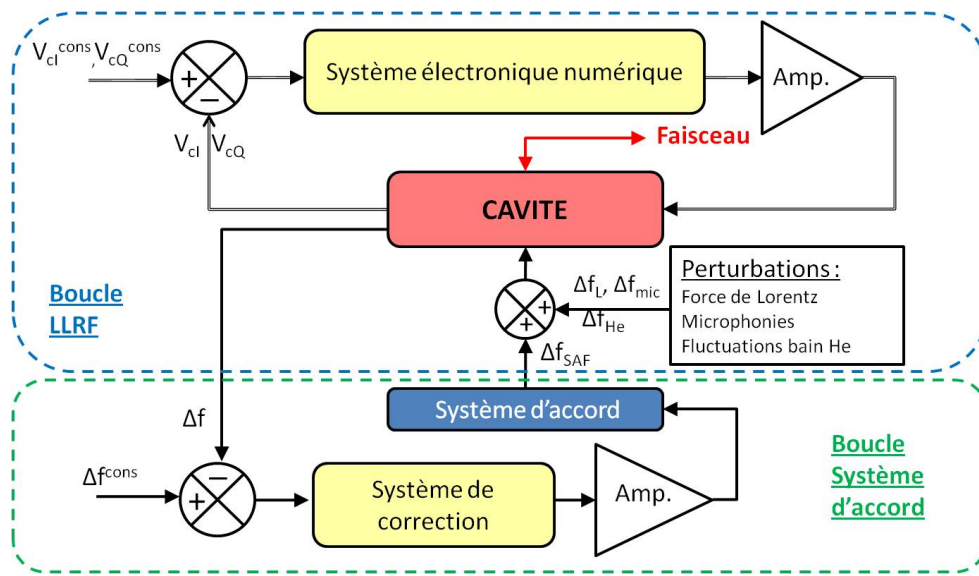


FIGURE 5.6 – Principe de régulation par rétroaction pour le contrôle de l'amplitude et de la phase du signal RF dans une cavité supraconductrice.

Une première boucle permet de contrôler le système d'accord, son rôle est de compenser les déformations mécaniques qui influencent la fréquence de résonance de la cavité. Ce système, étudié dans le chapitre 4, se compose d'un actionneur « statique », ou plutôt « lent » (temps de réponse de l'ordre de la seconde), qui permet d'ajuster « grossièrement » la fréquence de résonance de la cavité. Cet actionneur est un moteur suivi d'un réducteur et d'un système vis/écrou, il permet de changer la fréquence de résonance de la cavité sur une plage de plusieurs centaines de kilohertz.

En comparaison, le système « rapide » (temps de réponse de l'ordre de la milliseconde), actionné par des éléments piézoélectriques, permet de changer la fréquence de résonance de la cavité sur une plage de ± 1 kHz. Ces actionneurs « dynamiques » permettent de compenser les variations rapides dues aux forces de Lorentz, et aux microphonies. Pour assurer cette compensation dynamique, il est envisageable de contrôler les actionneurs piézoélectriques grâce à une boucle d'asservissement qui tend à minimiser l'erreur sur la fréquence de résonance de

la cavité. On reviendra plus en détails, dans la *Partie 5.2.5*, sur la solution adoptée pour la correction de cette boucle rétroactive.

La seconde boucle permet, de contrôler, l'amplitude et la phase du signal amplifié et injecté dans la cavité. Le système de contrôle et de correction de cette boucle est un système numérique [112]. En effet, en comparaison des systèmes analogiques, le numérique est extrêmement modulaire. Certaines fonctions (filtres, correcteurs...) peuvent être réalisées par programmation d'un FPGA (« Field-Programmable Gate Array » ou circuit logique programmable) et ces systèmes numériques possèdent une grande capacité d'intégration. Le système est donc adaptable, ce qui est un atout majeur pour le pilotage d'un accélérateur où les conditions de fonctionnement sont susceptibles d'évoluer.

Cependant, à haute fréquence, les systèmes numériques ne sont pas aussi performants que les systèmes analogiques, car il est difficile d'échantillonner un signal au-delà de 100 MHz. Pour le contrôle d'une cavité résonnante à 700 MHz, il est alors nécessaire, avec ce type de système, de transposer la fréquence du signal pour obtenir son image à une fréquence plus basse.

Système de régulation numérique

Afin de faciliter le traitement numérique, le système digital, développé pour le contrôle et la commande des cavités 700 MHz, utilise un « down converter » qui permet de effectuer une translation de la fréquence du signal à 10 MHz. Son principe est basé sur celui d'un mixeur idéal qui multiplie deux signaux d'entrée (cf. Figure 5.7).

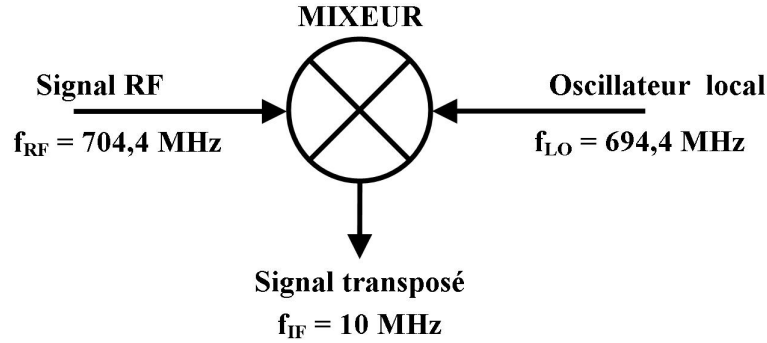


FIGURE 5.7 – Principe de la translation basse fréquence. Le signal issu de la cavité, de fréquence $f_{RF} \approx 704,4 \text{ MHz}$, est ramené à $f_{IF} = 10 \text{ MHz}$ par multiplication avec le signal issu d'un oscillateur local de fréquence $f_{LO} = 694,4 \text{ MHz}$.

Supposons deux signaux sinusoïdaux, $V_{RF}(t)$ provenant de la cavité et $V_{LO}(t)$ issu d'un oscillateur local, tels que :

$$V_{RF}(t) = A_{RF} \sin(\omega_{RF}t + \varphi_{RF}) \quad V_{LO}(t) = A_{LO} \sin(\omega_{LO}t + \varphi_{LO}) \quad (5.1)$$

La multiplication de ces deux signaux donne alors :

$$V_{IF}(t) = \frac{1}{2} A_{RF} A_{LO} [\cos[(\omega_{RF} - \omega_{LO})t + (\varphi_{RF} - \varphi_{LO})] - \cos[(\omega_{LO} + \omega_{RF})t + (\varphi_{LO} + \varphi_{RF})]] \quad (5.2)$$

Un filtre passe-bas élimine la composante haute fréquence de $V_{IF}(t)$ et le signal $V(t)$ obtenu à la sortie du « down converter » est :

$$V(t) = A \cos(\omega_{IF}t + \Delta\varphi) \quad (5.3)$$

Avec,

$$A = \frac{1}{2} A_{RF} A_{LO}$$

$$\omega_{IF} = \omega_{RF} - \omega_{LO}$$

$$\Delta\varphi = \varphi_{RF} - \varphi_{LO}$$

L'image IF, à 10 MHz, du signal provenant de la cavité est ensuite convertie en un signal numérique par le biais d'un Convertisseur Analogique Numérique (CAN). La fréquence d'échantillonnage du CAN est quatre fois supérieure à celle du signal IF (en vertu du théorème de Shannon) ; soit 40 MHz.

Pour une période du signal IF, on peut considérer que celui-ci reste à peu près constant en amplitude et en phase. Par conséquent, les quatre échantillons obtenus, pendant cette période, sont en quadrature de phase. Comme l'illustre la Figure 5.8, un échantillon est donc relié au précédent en considérant un déphasage de $\pi/2$. Ainsi, pour deux échantillons successifs pris à t_i et à t_{i+1} , on peut écrire :

$$\begin{aligned} V(t_i) &= A \cos(\omega_{IF} t_i + \Delta\varphi) = A \cos(\omega_{IF} t_{i+1} - \frac{\pi}{2} + \Delta\varphi) = A \sin(\omega_{IF} t_{i+1} + \Delta\varphi) \\ V(t_{i+1}) &= A \cos(\omega_{IF} t_{i+1} + \Delta\varphi) \end{aligned} \quad (5.4)$$

Les deux échantillons $V(t_i)$ et $V(t_{i+1})$ permettent alors de représenter les parties réelle et imaginaire d'un vecteur complexe V_{i+1} (cf. Figure 5.8) :

$$V_{i+1} = \begin{pmatrix} V_x(t_{i+1}) \\ V_y(t_{i+1}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V(t_{i+1}) \\ V(t_i) \end{pmatrix} \quad (5.5)$$

Ce vecteur représente l'amplitude et la phase du signal IF. Comme deux échantillons consécutifs sont décalés de 90° , le vecteur effectue une rotation de 90° toutes les 25 ns ($1/40$ MHz). Pour détecter un changement d'amplitude et/ou de phase sur une période d'échantillonnage (4 échantillons) on définit comme référence commune le vecteur V_0 . Pour ramener les vecteurs V_1 , V_2 et V_3 à cette référence, on leur applique respectivement une rotation de -90° , -180° et -270° .

Le principe de fonctionnement du système de contrôle RF est schématisé par la Figure 5.9. Le signal en provenance de la cavité est transposé à plus basse fréquence avant d'être numérisé par le CAN. Les tensions échantillonnées sont stockées et traitées pour en déduire les

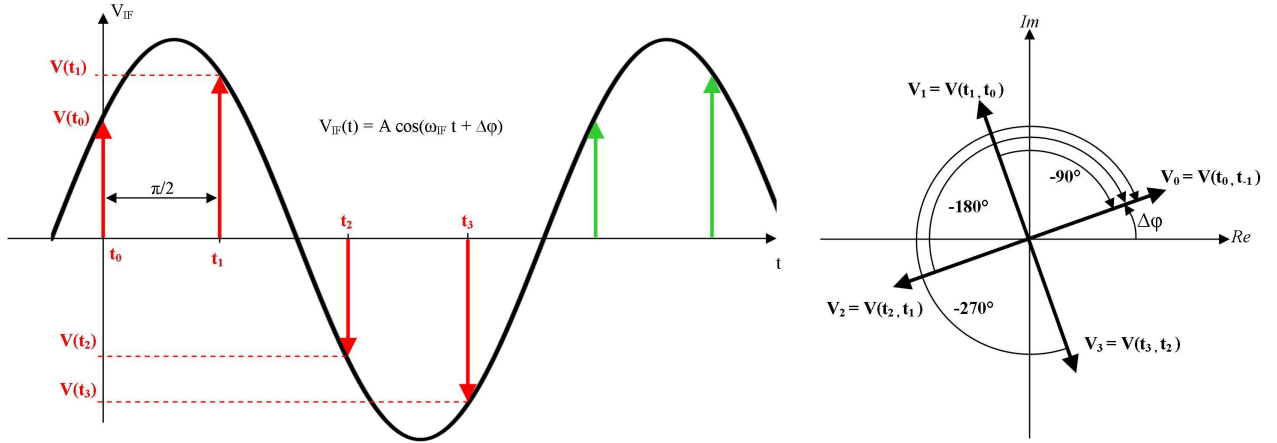


FIGURE 5.8 – Principe d'échantillonnage du signal IF avec un taux d'échantillonnage 4 fois supérieur à sa fréquence. Deux échantillons consécutifs représentent les parties réelle et imaginaire du signal, ce sont les coordonnées d'un vecteur $V(t_i, t_{i+1})$ dans le plan complexe. D'un pas de temps à un autre, ce vecteur effectue une rotation de 90° .

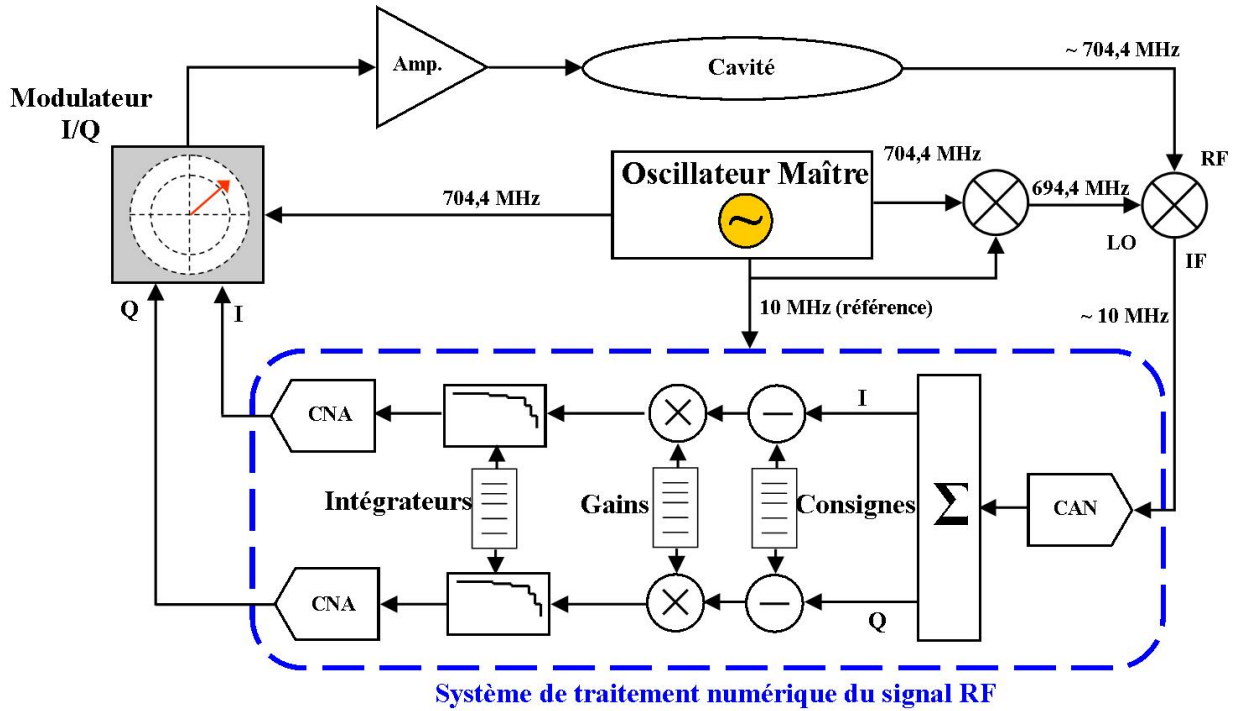


FIGURE 5.9 – Vue schématique de la boucle d'asservissement numérique pour le contrôle du signal RF dans la cavité. En numérique, on ne corrige pas directement l'amplitude et la phase du signal mais ses parties réelle et imaginaire, notées I et Q pour « In phase » et « Quadrature ».

valeurs moyennes, sur une période, des parties réelle et imaginaire du signal (I et Q). Ces valeurs sont ensuite comparées aux consignes afin d'évaluer l'erreur. Une correction est ensuite appliquée grâce à un correcteur proportionnel et intégral. Pour un maximum de flexibilité, les valeurs des coefficients de correction peuvent être modifiées et stockées dans des tableaux de données. Les tensions ainsi corrigées sont ensuite converties en signaux analogiques. Enfin un modulateur I/Q permet de reconstruire le signal de consigne, en amplitude et en phase, qui est ensuite amplifié par la source RF avant son injection dans la cavité.

Avec ce système numérique, on ne corrige pas directement l'amplitude et la phase, mais les parties réelle et imaginaire du signal RF. On travaille alors dans un formalisme dit « I/Q », pour « In phase » (partie réelle) et « Quadrature » (partie imaginaire). Afin d'étudier le système de correction I/Q, on a donc choisi de modéliser la cavité dans ce formalisme pour faire apparaître le comportement de sa tension accélératrice dans le plan complexe.

5.2.2 Modélisation d'une cavité

Tension cavité dans le formalisme I/Q

Pour exprimer l'évolution de la tension cavité, en fonction des courants faisceau et générateur dans le formalisme I/Q, on adopte tout d'abord la notation complexe suivante :

$$\begin{aligned}\tilde{V}_c(t) &= \tilde{V}_{cav}(t) e^{j\omega t} \\ \tilde{I}(t) &= \tilde{I}_0(t) e^{j\omega t} = \left(2\tilde{I}_g(t) + \tilde{I}_b(t)\right) e^{j\omega t}\end{aligned}\tag{5.6}$$

$\tilde{V}_c(t)$ est la tension complexe dans la cavité qui oscille à la pulsation ω , et $\tilde{V}_{cav}(t)$ caractérise l'amplitude complexe de la tension cavité, cette amplitude varie elle aussi dans le temps. De même, $\tilde{I}_0(t)$ est l'amplitude complexe du courant $\tilde{I}(t)$, qui alimente la cavité. Cette amplitude dépend en fait des évolutions de l'amplitude du courant faisceau $\tilde{I}_b(t)$ et de deux fois l'amplitude du courant générateur $\tilde{I}_g(t)$ (cf. *Partie 2.1.3* et équation 2.61).

Reprenons maintenant l'équation 2.70 qui régit le comportement de la tension cavité. En remplaçant R , L et C par ω_0 , Q_L et (r/Q) à l'aide des expressions 2.42 et 2.49 cette équation s'écrit⁸ :

$$\ddot{\tilde{V}}_c(t) + \frac{\omega_0}{Q_L} \dot{\tilde{V}}_c(t) + \omega_0^2 \tilde{V}_c = \omega_0(r/Q) \ddot{\tilde{I}}(t)\tag{5.7}$$

Avec les définitions du courant et de la tension cavité données en 5.6, cette équation devient :

8. On adopte ici la notation « point » pour les dérivées temporelles : $\dot{f} = \frac{df}{dt}$ et $\ddot{f} = \frac{d^2f}{dt^2}$

$$\frac{1}{2j\omega} \ddot{V}_{cav} + \underbrace{\left(1 - j \frac{\omega_0}{2Q_L \omega}\right)}_{C1} \dot{V}_{cav} + \underbrace{\left(\frac{\omega_0}{2Q_L} - j \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{2\omega}\right)}_{C2} V_{cav} = \underbrace{\frac{\omega_0(r/Q)}{2} \left(\tilde{I}_0 + \frac{\dot{\tilde{I}}_0}{j\omega}\right)}_{E1} \quad (5.8)$$

Dans le cas d'une cavité supraconductrice, la bande passante (BP_ω) et l'écart à la fréquence de résonance nominale $2\pi\Delta f_{cav} = \Delta\omega$ de la cavité, sont bien plus petites que sa fréquence de résonance $2\pi f_{cav} = \omega$. On peut alors se placer dans l'approximation où :

$$BP_\omega \ll \omega_0 \iff Q_L \gg 1 \quad (5.9)$$

$$\omega_0 - \omega = \Delta\omega \ll \omega \quad (5.10)$$

Et on peut simplifier l'équation 5.8 en se penchant sur les coefficients $C1$ et $C2$ ainsi que sur l'expression $E1$:

– Pour le coefficient $C1$, avec 5.10 et 5.9 on peut écrire :

$$C1 = 1 - j \frac{\omega_0}{2Q_L \omega} \approx 1 - j \frac{1}{2Q_L} \approx 1 \quad (5.11)$$

– Pour le coefficient $C2$, on peut faire apparaître $\Delta\omega$ tel que :

$$C2 = \frac{\omega_0}{2Q_L} - j \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{2\omega} = \frac{\omega_0}{2Q_L} - j \frac{(\omega_0 - \omega)(\omega_0 + \omega)}{2\omega} \approx \frac{\omega_0}{2Q_L} \left(1 - j \frac{2Q_L \Delta\omega}{\omega}\right)$$

Et avec l'équation 2.74, on fait apparaître le déphasage ψ :

$$C2 = \frac{\omega_0}{2Q_L} (1 - j \tan(\psi)) \quad (5.12)$$

– Enfin l'expression $E1$ se simplifie car l'enveloppe du courant \tilde{I}_0 varie lentement dans le temps en comparaison de la fréquence de résonance de la cavité, $|\dot{\tilde{I}}_0| \ll |\omega \tilde{I}_0|$ [132] :

$$E1 = \frac{(r/Q)}{2} \left(\omega_0 \tilde{I}_0 + \frac{\dot{\tilde{I}}_0}{j\omega}\right) \approx \frac{\omega_0(r/Q)}{2} \tilde{I}_0 \quad (5.13)$$

L'équation 5.8 simplifiée s'écrit alors comme :

$$\frac{1}{2j\omega} \ddot{V}_{cav} + \dot{V}_{cav} + \frac{\omega_0}{2Q_L} [1 - j \tan(\psi)] V_{cav} = \frac{\omega_0(r/Q)}{2} (2\tilde{I}_g(t) + \tilde{I}_b(t)) \quad (5.14)$$

On peut maintenant écrire la tension et les courants en fonction de leur partie réelle, indiquée I , et de leur partie imaginaire, indiquée Q :

$$\begin{cases} \tilde{V}_{cav} &= V_{cI} + jV_{cQ} \\ \tilde{I}_g &= I_{gI} + jI_{gQ} \\ \tilde{I}_b &= I_{bI} + jI_{bQ} \end{cases} \quad (5.15)$$

Le système d'équations qui donne l'évolution temporelle des parties réelle (V_{cI}) et imaginaire (V_{cQ}) de la tension cavité s'écrit alors :

$$\begin{cases} \frac{1}{2\omega} \ddot{V}_{cQ} + \dot{V}_{cI} &= \frac{\omega_0(r/Q)}{2} (2I_{gI} + I_{bI}) - \frac{\omega_0}{2Q_L} [V_{cI} + V_{cQ} \tan(\psi)] \\ -\frac{1}{2\omega} \ddot{V}_{cI} + \dot{V}_{cQ} &= \frac{\omega_0(r/Q)}{2} (2I_{gQ} + I_{bQ}) - \frac{\omega_0}{2Q_L} [V_{cQ} - V_{cI} \tan(\psi)] \end{cases} \quad (5.16)$$

Enfin, dans ces deux équations on peut négliger les termes en dérivée seconde par rapport au temps devant les dérivées premières [133], car ils sont pondérés par un coefficient en $1/\omega$ ($\omega \approx 2\pi \cdot 704,4 \cdot 10^6$ Hz). On fait donc l'approximation : $\left| \frac{1}{2\omega} \ddot{V}_{cI} \right| \ll \left| \dot{V}_{cI} \right|$ et $\left| \frac{1}{2\omega} \ddot{V}_{cQ} \right| \ll \left| \dot{V}_{cQ} \right|$.

Finalement le système 5.16 se réécrit :

$$\begin{cases} \dot{V}_{cI} &= \frac{\omega_0(r/Q)}{2} (2I_{gI} + I_{bI}) - \frac{\omega_0}{2Q_L} [V_{cI} + V_{cQ} \tan(\psi)] \\ \dot{V}_{cQ} &= \frac{\omega_0(r/Q)}{2} (2I_{gQ} + I_{bQ}) - \frac{\omega_0}{2Q_L} [V_{cQ} - V_{cI} \tan(\psi)] \end{cases} \quad (5.17)$$

C'est la résolution de ce système 5.17 qui permet de suivre l'évolution dans le temps des tensions V_{cI} et V_{cQ} et donc de connaître l'amplitude et la phase de V_{cav} par rapport aux faisceau et au courant générateur. Toutefois, pour être plus rigoureux dans la modélisation, il faut ajouter une troisième équation qui caractérise le comportement mécanique de la cavité, c'est-à-dire les perturbations qui agissent, sur sa fréquence de résonance et donc sur la phase ψ .

Perturbations en fréquence

On l'a déjà évoqué à plusieurs reprises, en raison de sa bande passante étroite, une cavité supraconductrice est extrêmement sensible aux perturbations mécaniques. Afin d'établir l'équation qui régit ce comportement mécanique, et son influence sur le désaccord en fréquence de la cavité, on revient sur les principales causes de perturbations :

- **Les Forces de Lorentz** : la pression de radiation due au champ électromagnétique engendre une légère déformation de la cavité et un changement de sa fréquence de résonance. On a vu (cf. chapitre 4) qu'il est possible d'exprimer le désaccord statique en fonction du champ accélérateur E_{acc} et du coefficient de Lorentz k_L . L'amplitude de

ce coefficient n'a pas encore pu être mesurée sur la cavité équipée de son tank, pour les simulations on prendra donc une valeur estimée⁹, $k_L \approx 7,5 \text{ Hz}/(\text{MV}/\text{m})^2$. Ainsi le désaccord statique dû aux forces de Lorentz peut s'écrire en fonction du carré du champ accélérateur défini au bêta géométrique (β_g) :

$$\Delta f_L = -k_L E_{acc}^2(\beta_g)$$

De plus, lorsque l'amplitude du champ accélérateur change dans la cavité, les variations des efforts de Lorentz sur ses parois peuvent exciter ses modes mécaniques [135]. Il est possible de mesurer la capacité des forces de Lorentz à exciter les modes mécaniques de la cavité en modulant l'amplitude de E_{acc} . Cette mesure, n'a pu être réalisée pour l'instant sur notre cavité. Toutefois, ce type d'excitations mécaniques est plus critique pour un fonctionnement en mode pulsé avec un taux de répétition élevé. Généralement, pour un fonctionnement continu ces résonances mécaniques sont suffisamment amorties et l'effet transitoire dû aux forces de Lorentz est décrit par une équation différentielle du premier ordre [136] :

$$\tau_m \Delta \dot{f}_L(t) + \Delta f_L(t) = -k_L E_{acc}^2 \quad (5.18)$$

où Δf_L s'exprime en Hz, E_{acc} en MV/m et τ_m est la constante d'amortissement mécanique de la cavité, que l'on prendra égale à 1 ms dans notre étude.

- **Les Microphonies** : les vibrations mécaniques dues aux systèmes environnants sont les perturbations les plus critiques pour une cavité, notamment car elles sont difficilement prévisibles, et car elles peuvent exciter certains modes mécaniques de la cavité. Leur influence sur la fréquence de résonance de la cavité est variable. La perturbation totale des microphonies peut néanmoins être modélisée comme la somme des contributions :

$$\Delta f_{mic}(t) = \sum_i \Delta f_i(t) \sin(\omega_i t) \quad (5.19)$$

où ω_i représente la pulsation de l'excitation mécanique et Δf_i l'amplitude de la perturbation sur la fréquence de résonance de la cavité.

- **Le bain d'hélium** : les variations de pression et de température dans le bain d'hélium peuvent perturber, de façon aléatoire, la fréquence de résonance de la cavité. On note cette perturbation comme $\Delta f_{He}(t)$.

Finalement la troisième équation qui décrit les variations de la fréquence de résonance f_{cav} de la cavité est :

9. Cette valeur est estimée à partir des résultats obtenus pendant le test d'une cavité « jumelle », en mode pulsé, sur l'expérience CRYOHLAB au CEA Saclay [134] et à partir de résultats obtenus lors de tests en cryostat vertical [100].

$$f_{cav}(t) = f_0 + \Delta f_L(t) + \Delta f_{mic}(t) + \Delta f_{He}(t) + \Delta f_{SAF}(t) \quad (5.20)$$

Dans cette équation, f_0 est considérée comme la fréquence de résonance nominale de la cavité. Elle correspond à la fréquence du signal issu du générateur RF et sa valeur est un multiple entier de la fréquence du faisceau. Dans cette étude $f_0 = 704,4$ MHz, sachant que pour la machine MYRRHA la fréquence de répétition des paquets de particule sera de 352,2 MHz ($f_0/2$) ou de 176,1 MHz ($f_0/4$).

Par la suite, on parlera plus facilement de l'écart à cette fréquence f_0 que l'on définit comme : $\Delta f_{cav} = f_0 - f_{cav}$. L'équation 5.20, se réécrit alors comme :

$$\Delta f_{cav}(t) = -\Delta f_L(t) - \Delta f_{mic}(t) - \Delta f_{He}(t) - \Delta f_{SAF}(t) \quad (5.21)$$

Dans cette équation, Δf_{SAF} représente la contribution du système d'accord à froid (SAF). Il a pour fonction de compenser l'ensemble des perturbations précédemment décrites. Il permet aussi d'accorder la cavité de façon optimale $\Delta f_{opt} = f_0 - f_{cav}^{opt}$ pour minimiser la consommation RF lors de l'accélération d'un faisceau. Ce désaccord n'est pas forcément nul, comme nous allons le voir dans les paragraphes suivants. Mais avant cela, il nous faut recenser les tensions et courants mis en jeu pour faire le bilan des puissances sur la cavité.

Grandeurs mises en jeu

La résolution du système 5.17 couplé à l'équation 5.20 permet de déterminer, à chaque instant, la tension dans la cavité \tilde{V}_{cav} en fonction du courant générateur \tilde{I}_g et du courant faisceau \tilde{I}_b . Les amplitudes et les phases de ces signaux sont reliées à leurs composantes démodulées I et Q par :

$$\begin{aligned} I_{bI} &= I_b \cos(\varphi_b) = -I_b & et & & I_{bQ} &= I_b \sin(\varphi_b) = 0 \\ I_{gI} &= I_g \cos(\varphi_g) & et & & I_{gQ} &= I_g \sin(\varphi_g) \\ V_{cI} &= V_{cav} \cos(\phi_s) & et & & V_{cQ} &= V_{cav} \sin(\phi_s) \end{aligned} \quad (5.22)$$

Ces grandeurs sont représentées, sous forme vectorielle, dans le plan complexe en Figure 5.10. Sur ces diagrammes, le courant faisceau (qui est considéré comme la référence dans un accélérateur) est représenté comme une valeur réelle négative ($\varphi_b = \pi$). La phase entre le courant générateur et le courant faisceau est alors notée φ_g , et celle entre la tension cavité et le faisceau n'est autre que la phase synchrone ϕ_s .

Il est aussi possible d'exprimer la tension faisceau \tilde{V}_b et la tension générateur \tilde{V}_g perçues par la cavité. Ces tensions sont respectivement déphasées de ψ par rapport à \tilde{I}_b et \tilde{I}_g , et elles s'écrivent :

$$\begin{aligned} \tilde{V}_b &= \tilde{I}_b (r/Q) Q_L \cos(\psi) e^{j\psi} \\ \tilde{V}_g &= 2 \tilde{I}_g (r/Q) Q_L \cos(\psi) e^{j\psi} \end{aligned} \quad (5.23)$$

La somme de ces deux tensions (complexes) est égale à la tension de la cavité. Sous forme

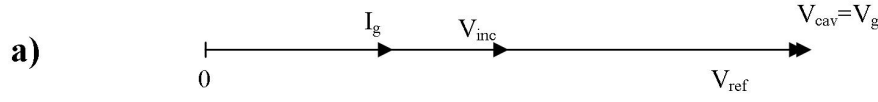
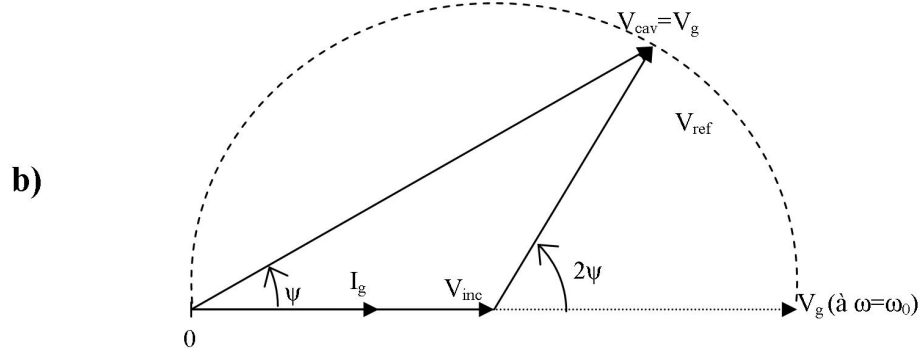
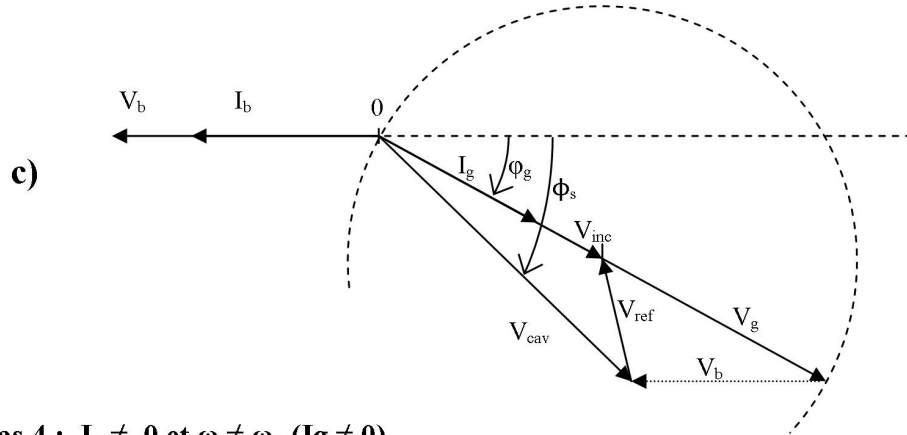
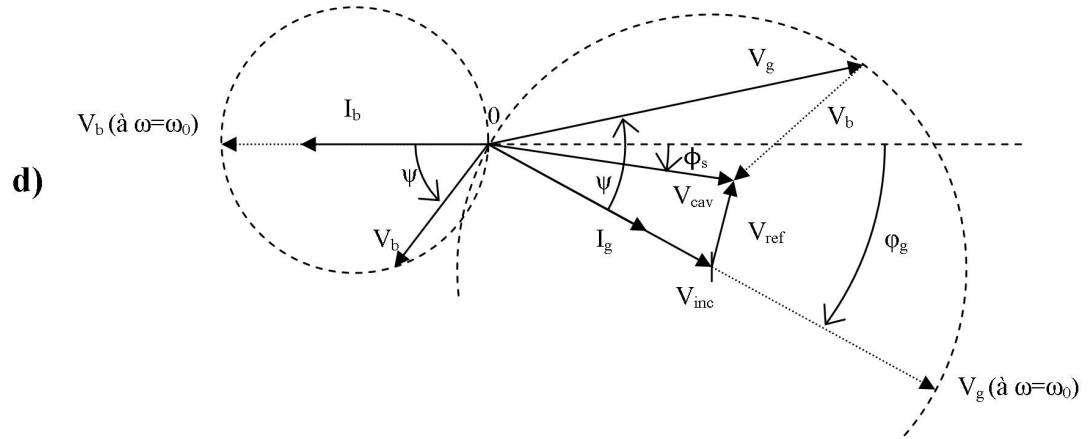
Cas 1 : $I_b = 0$ et $\omega = \omega_0$ ($I_g \neq 0$)

Cas 2 : $I_b = 0$ et $\omega \neq \omega_0$ ($I_g \neq 0$)

Cas 3 : $I_b \neq 0$ et $\omega = \omega_0$ ($I_g \neq 0$)

Cas 4 : $I_b \neq 0$ et $\omega \neq \omega_0$ ($I_g \neq 0$)


FIGURE 5.10 – Représentation vectorielle, dans le plan complexe, des tensions et courants dans la cavité pour différentes situations. Le cas le plus général est celui du diagramme d).

vectorielle, on peut écrire simplement :

$$\vec{V}_b + \vec{V}_g = \vec{V}_{cav} = \vec{V}_{inc} + \vec{V}_{ref} \quad (5.24)$$

\tilde{V}_{inc} est la tension du signal incident sur la cavité et \tilde{V}_{ref} la tension du signal réfléchi vers le circulateur. \tilde{V}_{inc} est donc la tension créée par le courant générateur \tilde{I}_g dans la ligne incidente (Guide d'ondes + circulateur + coupleur ; cf. Figure 2.7) d'impédance Z_i . Cette tension est donc en phase avec le courant \tilde{I}_g , et s'écrit :

$$\tilde{V}_{inc} = Z_i \tilde{I}_g = (r/Q) Q_i \tilde{I}_g \quad (5.25)$$

Dans les deux premiers cas, *a)* et *b)*, de la Figure 5.10 le faisceau est inexistant, la tension \tilde{V}_b est donc nulle. Dans le cas où $f_{cav} = f_0$ (cf. Figure 5.10 *b)*) les tensions V_{inc} et V_{cav} sont déphasées de ψ .

Dans le cas général (Figure 5.10 *d)*) où $\Delta f_{cav} \neq 0$ et $I_b \neq 0$, les tensions V_b et V_g sont respectivement déphasées de ψ par rapport aux courants I_b et I_g . La tension V_{cav} est, elle, déphasée par rapport au faisceau d'un angle ϕ_s , qui correspond à la phase synchrone. Il est aussi important de souligner que la tension accélératrice V_{acc} n'est autre que la partie réelle de \tilde{V}_{cav} :

$$V_{acc} = V_{cav} \cos(\phi_s) = V_{cI} \quad (5.26)$$

Bilan de puissance et régime établi

A partir des courants et tensions mis en jeu dans la cavité, on peut établir le bilan de puissance, à tout instant t , qui vérifie l'équation suivante :

$$P_g(t) = P_{cav}(t) + P_b(t) + P_{ref}(t) + P_t(t) + \frac{dW}{dt} \quad (5.27)$$

P_g est la puissance délivrée par le générateur, P_{cav} est la puissance stockée dans la cavité, P_b est la puissance fournie au faisceau, P_{ref} est la puissance réfléchie vers le circulateur, P_t est la puissance transmise (mesure de l'image de P_{cav} , telle que $P_t \ll P_{cav}$) et $\frac{dW}{dt}$ représente le transitoire d'énergie stockée dans la cavité qui caractérise la puissance échangée entre la cavité et la ligne incidente. Ces puissances s'expriment comme :

$$\left\{ \begin{array}{l} P_g = \frac{1}{2} Re \left\{ \tilde{V}_{inc} \cdot \tilde{I}_g^* \right\} = \frac{Z_i}{2} |\tilde{I}_g|^2 = \frac{(r/Q)Q_i}{2} |\tilde{I}_g|^2 \\ P_{cav} = \frac{1}{2R} Re \left\{ \tilde{V}_{cav} \cdot \tilde{V}_{cav}^* \right\} = \frac{1}{2R} |\tilde{V}_{cav}|^2 \\ P_b = \frac{1}{2} Re \left\{ \tilde{V}_{cav} \cdot \tilde{I}_b^* \right\} \\ P_{ref} = \frac{1}{2Z_i} Re \left\{ \tilde{V}_{ref} \cdot \tilde{V}_{ref}^* \right\}, \text{ avec } \tilde{V}_{ref} = \tilde{V}_{inc} - \tilde{V}_{cav} \\ \frac{dW}{dt} = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \left[Re \left\{ \frac{\tilde{V}_{cav}^2}{\omega_0(r/Q)} \right\} \right] = \frac{1}{2\omega_0(r/Q)} \left(\frac{dV_{cI}}{dt} V_{cI} + \frac{dV_{cQ}}{dt} V_{cQ} \right) \\ P_t = P_{cav} \frac{Q_0}{Q_t} \end{array} \right. \quad (5.28)$$

Ainsi, en résolvant le système 5.17 couplé à l'équation 5.20 il est possible de déduire l'évolution au cours du temps des puissances données en 5.28.

Cependant, afin de comprendre comment ces puissances évoluent les unes par rapport autres, plaçons-nous en régime établi lorsque le signal dans la cavité s'est stabilisé. Les amplitudes des tensions et des courants dans la cavité sont alors indépendantes du temps et l'équation 5.14 se simplifie comme :

$$\tilde{I}_g = \frac{\tilde{V}_{cav}}{Q_L(r/Q)} [1 - j \tan(\psi)] - \frac{\tilde{I}_b}{2} \quad (5.29)$$

On peut alors exprimer les puissances mises en jeu comme :

$$\left\{ \begin{array}{l} P_g = \frac{V_{cav}^2 Q_i}{8(r/Q)Q_L^2} (1 + \tan^2(\psi)) + \frac{I_b V_{cav} Q_i}{4Q_L} (\cos(\phi_s) + \sin(\phi_s) \tan(\psi)) + \frac{(r/Q)Q_i}{8} I_b^2 \\ P_{cav} = \frac{1}{2(r/Q)Q_0} V_{cav}^2 \\ P_t = \frac{1}{2(r/Q)Q_t} V_{cav}^2 \\ P_b = V_{cav} I_{b0} \cos(\phi_s) \\ P_{ref} = \frac{V_{cav}^2}{2(r/Q)} \left[\frac{Q_i}{4Q_L^2} (1 + \tan^2(\psi)) - \frac{1}{Q_0} - \frac{1}{Q_t} \right] \\ \quad + I_b V_{cav} \left[\frac{Q_i}{4Q_L} (\cos(\phi_s) + \sin(\phi_s) \tan(\psi)) - \frac{1}{2} \cos(\phi_s) \right] + \frac{(r/Q)Q_i}{8} I_b^2 \end{array} \right. \quad (5.30)$$

On peut ici constater que la puissance fournie par le générateur, P_g , et la puissance

réfléchie, P_{ref} , dépendent :

- de la tension V_{cav} que l'on souhaite avoir dans la cavité,
- du courant faisceau I_b ($I_b = 2I_{b0}$) et de la phase synchrone ϕ_s ,
- mais aussi de ψ et des couplage Q_i et Q_L , et donc du désaccord en fréquence de la cavité, car on le rappelle $\Delta f_{cav} = \frac{f}{2Q_L} \tan(\psi)$.

Réglage optimal en fréquence

Pour une tension accélératrice et un courant faisceau donné, la puissance délivrée par le générateur dépend du désaccord en fréquence de la cavité et donc de la valeur de ψ .

La transmission de la puissance P_g au faisceau sera optimale lorsque lorsqu'un minimum de puissance sera réfléchi au niveau du port coupleur de la cavité, autrement dit lorsque P_{ref} est minimum. A l'aide de l'équation qui définit P_{ref} en régime stationnaire (cf. système 5.30), on peut déterminer la phase ψ_{opt} qui minimise cette puissance réfléchie.

La condition sur le désaccord optimal d'une cavité supraconductrice s'écrit alors :

$$\tan(\psi_{opt}) = -\frac{2I_{b0}(r/Q)Q_L}{V_{cav}} \sin(\phi_s) = 2Q_L \frac{\Delta f_{opt}}{f} \quad (5.31)$$

Ainsi avec cette condition on minimise la puissance réfléchie, mais on ne l'annule pas forcément. Pour cela il faut une seconde condition.

Point de fonctionnement optimal

Pour une tension accélératrice et un courant faisceau donné, la puissance délivrée par le générateur dépend de la valeur ψ et donc du désaccord en fréquence de la cavité. Le point de fonctionnement optimal sera celui pour lequel $P_g = P_{cav} + P_b$ (P_t est négligeable), c'est à dire lorsque la puissance réfléchie sera nulle. Ce point de fonctionnement n'est pas forcément défini pour une valeur nulle de ψ comme on vient de le voir.

Il existe donc un désaccord optimal en fréquence de la cavité. Ce désaccord en fréquence dépend de la phase ψ et du couplage en charge Q_L . La valeur de Q_L dépend essentiellement du couplage incident Q_i , car Q_0 est un paramètre intrinsèque à la cavité et l'influence de Q_t est négligeable.

Autrement dit, il existe une valeur de ψ et une valeur de Q_i pour lesquelles le fonctionnement de la cavité est optimum en régime stationnaire.

Afin de déterminer le couple $\{\psi_{opt}, Q_{i_{opt}}\}$, reprenons l'équation 5.24 pour une tension du signal réfléchi nulle.

$$\tilde{V}_{ref} = 0 \Rightarrow \tilde{V}_{cav} = \tilde{V}_{inc} \quad (5.32)$$

Et en utilisant l'expression 5.29 l'équation à résoudre devient :

$$\tilde{V}_{cav} = (r/Q)Q_i \tilde{I}_g = (r/Q)Q_i \left[\frac{\tilde{V}_{cav}}{2Q_L(r/Q)} (1 - j \tan(\psi)) - \frac{\tilde{I}_b}{2} \right] \quad (5.33)$$

Afin de faire apparaître les amplitudes réelles et les phases, on peut écrire cette équation dans le système I/Q :

$$\begin{cases} V_{cav} \cos(\phi_s) &= (r/Q)Q_{i_{opt}} \left[\frac{V_{cav}}{2Q_{L_{opt}}(r/Q)} (\cos(\phi_s) + \sin(\phi_s) \tan(\psi_{opt})) + \frac{1}{2}I_b \right] \\ V_{cav} \sin(\phi_s) &= (r/Q)Q_{i_{opt}} \left[\frac{V_{cav}}{2Q_{L_{opt}}(r/Q)} (\sin(\phi_s) - \cos(\phi_s) \tan(\psi_{opt})) \right] \end{cases} \quad (5.34)$$

On en déduit alors les conditions optimales de fonctionnement en régime stationnaire (valable uniquement pour $\phi_s \neq \frac{\pi}{2} + k\pi$)¹⁰ :

$$\begin{cases} \tan(\psi_{opt}) = \tan(\phi_s) \left(1 - 2 \frac{Q_{L_{opt}}}{Q_{i_{opt}}} \right) = - \frac{2I_{b0}(r/Q)Q_{L_{opt}}}{V_{cav}} \sin(\phi_s) \\ Q_{i_{opt}} = \frac{V_{cav}}{V_{cav} \left(\frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_t} \right) + 2I_{b0}(r/Q) \cos(\phi_s)} \end{cases} \quad (5.35)$$

Dans l'approximation $Q_i \approx Q_L$, presque toujours valable pour une cavité supraconductrice fortement couplée (en « couplage machine »), ces deux conditions se simplifient et on peut considérer que le point de fonctionnement optimal est tel que :

$$\begin{cases} \psi_{opt} \approx -\phi_s \\ Q_{i_{opt}} \approx Q_{L_{opt}} \approx \frac{V_{cav}}{2I_{b0}(r/Q) \cos(\phi_s)} \\ \Delta f_{opt} \approx \tan(\psi_{opt}) \frac{f_0}{2Q_{L_{opt}}} \\ P_{g_{opt}} \approx P_b = V_{cav} I_{b0} \cos(\phi_s) \end{cases} \quad (5.36)$$

Pour illustrer l'importance des conditions de fonctionnement optimales, on regarde l'application numérique suivante :

une cavité $\beta_g = 0,47$ du linac fonctionne à un champ accélérateur nominal de 8,5 MV/m (et $L_{acc} = 0,5$ m), avec une phase synchrone de -25° . Le courant faisceau est de $I_{b0} = 4$ mA avec $(r/Q) = 79,5 \Omega$. Par application numérique des formules données en 5.36, on peut alors en

10. En « mode groupeur », lorsque $\phi_s = -\frac{\pi}{2}$, les conditions optimales s'écrivent : $\tan(\psi_{opt}) = \frac{I_b Q_{L_{opt}}(r/Q)}{V_{cav}}$ pour la phase de la cavité; et $Q_{i_{opt}} = 2Q_{L_{opt}}$, soit la condition de couplage critique.

déduire les valeurs de ces grandeurs pour un fonctionnement optimal en régime stationnaire.

$$\left\{ \begin{array}{l} \psi_{opt} \approx 25^\circ \\ Q_{i_{opt}} \approx Q_{L_{opt}} \approx 7,4 \cdot 10^6 \\ \Delta f_{opt} \approx 22 \text{ Hz} \\ P_{g_{opt}} \approx P_b \approx 15,4 \text{ kW} \end{array} \right. \quad (5.37)$$

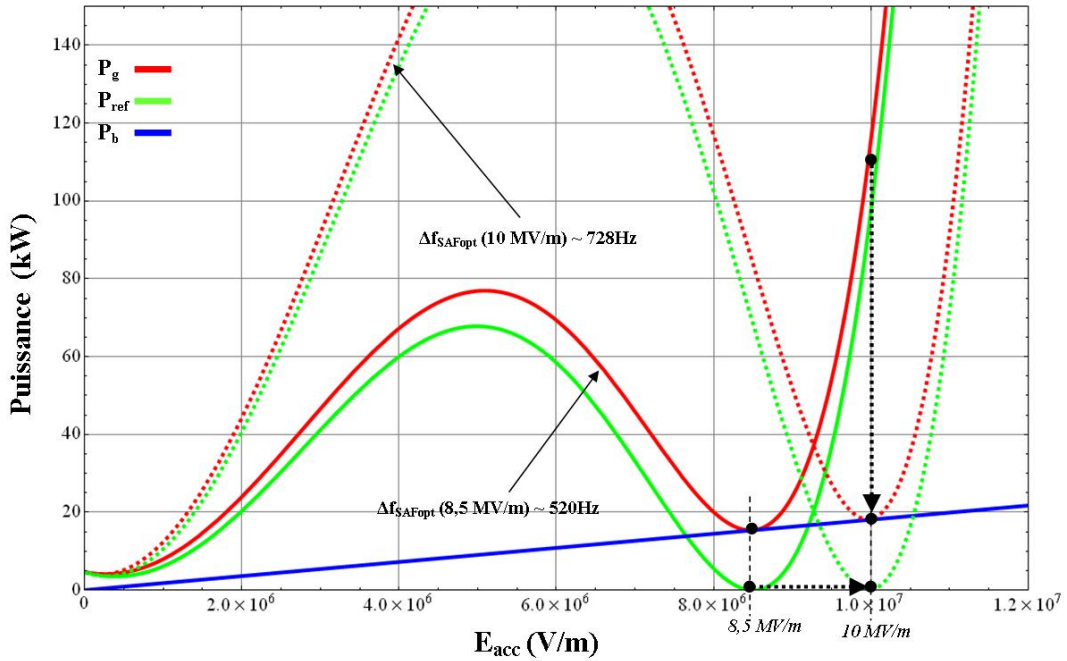


FIGURE 5.11 – Evolution de la puissance du générateur, P_g , de la puissance réfléchie, P_{ref} , et de la puissance fournie au faisceau, P_b , en fonction du champ accélérateur dans la cavité, pour des réglages fixes du système d'accord. Initialement, le système d'accord est en position pour un fonctionnement optimal à 8,5 MV/m. Mais si l'on souhaite augmenter le champ dans la cavité, on se rend compte qu'il faut modifier sa position afin de compenser les effets des forces de Lorentz pour atteindre le nouveau réglage optimal.

Afin de garantir le désaccord en fréquence optimal, $\Delta f_{cav} = \Delta f_{opt}$ il faut que le système d'accord compense les différentes perturbations et en particulier l'effet des forces de Lorentz (ici on ne tient pas compte de Δf_{mic} et Δf_{He}). Ainsi, la contribution du système d'accord doit être telle que :

$$\Delta f_{SAF_{opt}} = -\Delta f_{opt} - \Delta f_L(8,5 \text{ MV/m}) \quad (5.38)$$

Sur la Figure 5.11, on a tracé l'évolution des puissances P_g , P_{ref} et P_b (P_t et P_{cav} sont négligeables) en fonction du champ accélérateur dans une cavité « bêta 0,47 ». On considère que le système d'accord a été réglé fixe pour parfaitement compenser les efforts de Lorentz ($k_L = 7,5 \text{ Hz}/(\text{MV}/\text{m})^2$) au point de fonctionnement voulu : $\Delta f_{SAF_{opt}}(8,5 \text{ MV}/\text{m}) \approx 520 \text{ Hz}$.

On constate clairement que le fonctionnement est bien optimal à $8,5 \text{ MV}/\text{m}$, car la puissance réfléchie est nulle, par contre, autour de ce point, le générateur doit fournir plus de puissance que nécessaire pour accélérer le faisceau. Ainsi, si l'on souhaite augmenter le champ accélérateur à $10 \text{ MV}/\text{m}$ pour fournir un peu plus de puissance au faisceau, on se rend compte que le générateur doit fournir plus de 110 kW , et l'essentiel de cette puissance est réfléchi au niveau du port coupleur. En revanche, si on est capable de déplacer le système d'accord pour ré-optimiser la fréquence de la cavité à $E_{acc} = 10 \text{ MV}/\text{m}$, on constate que le rendement RF est de nouveau amélioré ($\Delta f_{SAF_{opt}}(10 \text{ MV}/\text{m}) \approx 728 \text{ Hz}$).

On comprend alors ici toute l'importance d'avoir un système d'accord qui puisse être contrôlé dynamiquement afin d'aider la boucle de régulation LLRF qui permet de stabiliser un champ accélérateur constant dans la cavité, comme nous allons le discuter à présent.

5.2.3 Fonction de transfert de la cavité

A présent, on utilise la théorie des systèmes asservis pour investiguer sur la stabilité et les performances du système RF complet (cavité + boucles de régulation). Dans ce but les éléments de la boucle de régulation sont divisés sous forme de blocs (exemple cf. Figure 5.14). L'influence de chacun des blocs est décrite par une fonction de transfert qui donne la relation entre le signal d'entrée et sa réponse de sortie.

Ainsi, dans cette représentation, la relation entre le vecteur de consigne, à l'entrée de la cavité, et le vecteur de sortie, qui caractérise la réponse de la cavité, est donnée par une matrice complexe dans le domaine fréquentiel. Afin d'obtenir les coefficients de la matrice de transfert d'une cavité, le système d'équations différentielles 5.17 est transposé dans le domaine fréquentiel de Laplace.

Les transformées de Laplace, des parties réelle et imaginaire, des tensions et courants dans la cavité sont notées :

$$\begin{array}{ccc} \textit{Temporel} & & \textit{Fréquentiel} \\ V_{I/Q}(t) & \xrightarrow{\mathcal{L}} & \mathcal{V}_{I/Q}(p) \\ I_{I/Q}(t) & \xrightarrow{\mathcal{L}} & \mathcal{I}_{I/Q}(p) \end{array}$$

où p est la variable complexe de Laplace ($p \equiv j\omega$).

En appliquant les règles classiques de transformation de Laplace et en considérant les conditions initiales comme nulles ($V_{cI}(t = 0^+) = V_{cQ}(t = 0^+) = 0$), le système 5.17 s'écrit alors :

$$\begin{cases} p \mathcal{V}_{cI}(p) &= \frac{\omega_0(r/Q)}{2} \mathcal{I}_I(p) - \frac{\omega_0}{2Q_L} [\mathcal{V}_{cI}(p) + \mathcal{V}_{cQ}(p) \tan(\psi)] \\ p \mathcal{V}_{cQ}(p) &= \frac{\omega_0(r/Q)}{2} \mathcal{I}_Q(p) - \frac{\omega_0}{2Q_L} [\mathcal{V}_{cQ}(p) - \mathcal{V}_{cI}(p) \tan(\psi)] \end{cases} \quad (5.39)$$

En manipulant les deux équations de ce système il est alors possible d'exprimer les tensions en fonction des courants, et d'en déduire la matrice de transfert \mathcal{M} :

$$\mathcal{V}_{cav}(p) = \begin{bmatrix} \mathcal{V}_{cI} \\ \mathcal{V}_{cQ} \end{bmatrix} = \frac{\omega_0(r/Q)}{2} \mathcal{M} \begin{bmatrix} \mathcal{I}_I \\ \mathcal{I}_Q \end{bmatrix} = \frac{\omega_0(r/Q)}{2} \begin{bmatrix} H_1 & -H_2 \\ H_2 & H_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 2\mathcal{I}_{gI} + \mathcal{I}_b \\ 2\mathcal{I}_{gQ} \end{bmatrix} \quad (5.40)$$

Où les fonctions de transfert H_1 et H_2 s'expriment comme :

$$H_1(p) = \frac{p + \frac{\omega_0}{2Q_L}}{p^2 + \frac{\omega_0}{Q_L}p + \left(\frac{\omega_0}{2Q_L}\right)^2 (1 + \tan^2(\psi))} \quad (5.41)$$

$$H_2(p) = \frac{\frac{\omega_0}{2Q_L} \tan(\psi)}{p^2 + \frac{\omega_0}{Q_L}p + \left(\frac{\omega_0}{2Q_L}\right)^2 (1 + \tan^2(\psi))} \quad (5.42)$$

Lorsque Δf_{cav} est nul, on a $\psi = 0$ et par conséquent la fonction de transfert $H_2(p)$ est, elle aussi, nulle. Le système 5.40 montre, que dans ce cas de figure, les parties réelle et imaginaire du système sont complètement découplées : H_1 qui est sur la diagonale de la matrice de transfert \mathcal{M} , caractérise le comportement des tensions V_{cI} et V_{cQ} de la cavité, en fonction de leur consigne respective I_I et I_Q .

La fonction de transfert H_2 , que l'on trouve sur les coefficients non-diagonaux de \mathcal{M} , caractérise le couplage entre les parties réelle et imaginaire lorsque la cavité est désaccordée par rapport à la fréquence du générateur RF. Donc, comme illustré par la Figure 5.12, la partie imaginaire de la consigne en courant vient perturber la partie réelle de la réponse en tension, et vice-versa.

En gardant les même valeurs numériques que précédemment, on a tracé, en Figure 5.13, les diagrammes de Bode de ces deux fonctions de transfert. On constate que plus $|\Delta f_{cav}|$ est grand (et donc plus $|\tan(\psi)|$ est grand), moins H_1 influe sur les valeurs de V_{cI} et V_{cQ} et donc plus le couplage entre partie imaginaire et partie réelle est important.

Pour comprendre ceci, on peut calculer les gains statiques K_{S1} et K_{S2} , des deux fonctions de transfert H_1 et H_2 , en utilisant le théorème de la valeur finale.

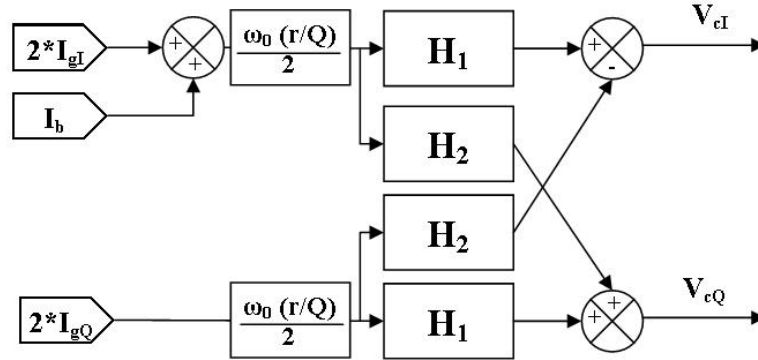


FIGURE 5.12 – Représentation en schéma bloc de la cavité et de l'interaction entre les composantes réelles et imaginaires.

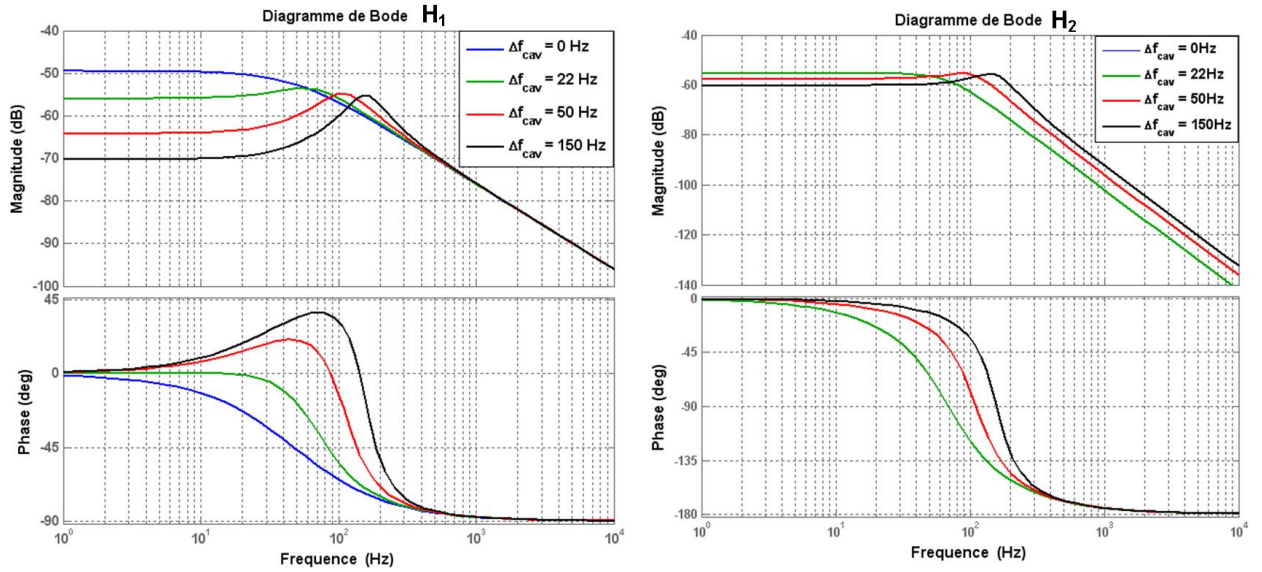


FIGURE 5.13 – Diagrammes de Bode des deux fonctions de transfert H_1 et H_2 . Elles sont représentées pour différents désaccord en fréquence, et en particulier pour $\Delta f_{cav} = \Delta f_{opt} = 22$ Hz. On peut aussi remarquer que plus Δf_{cav} est grand, plus l'influence de H_1 diminue et plus le couplage entre partie réelle et imaginaire est important.

$$\lim_{t \rightarrow +\infty} f(t) = \lim_{p \rightarrow 0} pF(p)$$

On en déduit alors :

$$\begin{cases} K_{s1}(\psi) = \frac{1}{\frac{\omega_0}{2Q_L}(1+\tan^2(\psi))} \\ K_{s2}(\psi) = \frac{\tan(\psi)}{\frac{\omega_0}{2Q_L}(1+\tan^2(\psi))} \end{cases} \quad (5.43)$$

On voit donc apparaître très clairement que, plus le désaccord en fréquence sera grand plus K_{s2} sera grand devant K_{s1} . Les gains statiques permettent aussi de connaître les valeurs de V_{cI} et V_{cQ} en régime établi, en fonction des consignes en courant.

$$\begin{cases} V_{cI}^{final}(\psi) = K_{s1}(\psi) (I_{gI} + I_b) - K_{s2}(\psi) I_{gQ} \\ V_{cQ}^{final}(\psi) = K_{s1}(\psi) I_{gQ} + K_{s2}(\psi) I_{gI} \end{cases} \quad (5.44)$$

Enfin, il faut remarquer que ces valeurs finales dépendent de l'évolution de ψ (et donc de Δf_{cav}) dans le transitoire. Reprenons l'exemple de la Figure 5.11, où le système d'accord impose une contrainte fixe. Lorsqu'on commence à augmenter P_g les forces de Lorentz vont augmenter dans la cavité. La fréquence du signal générateur est fixe, les forces de Lorentz induisent donc un désaccord en fréquence et on se retrouve très vite coincé par la « bosse » qui empêche d'atteindre le point de fonctionnement souhaité (on aura alors $V_{cI}^{final} \neq V_{cI}^{consigne}$ et $V_{cQ}^{final} \neq V_{cQ}^{consigne}$). Il est donc nécessaire d'actionner le système d'accord, et ceci tout en assurant la régulation du signal RF dans la cavité si l'on souhaite atteindre le point de fonctionnement optimal souhaité.

5.2.4 Modélisation de la boucle de régulation RF

Dans le but d'analyser la stabilité de la boucle LLRF, un modèle a été élaboré. Dans notre approche, l'effet de chacun des éléments de cette boucle est représenté par une fonction de transfert dans le domaine continu de Laplace. Chacune de ces fonctions caractérise un bloc du schéma de la Figure 5.14.

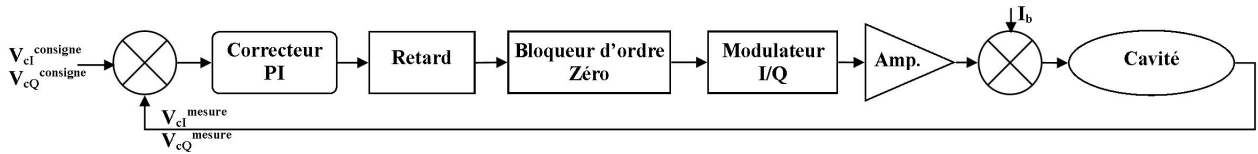


FIGURE 5.14 – Schéma bloc de la boucle de régulation RF simplifiée.

Le schéma bloc adopté présente une vision simplifiée du système numérique. En effet, dans ce système le signal est échantillonné à une période T_s . Cette numérisation du signal est réalisée en entrée de la carte électronique par un CAN (cf. Figure 5.9). En sortie, un CNA assure la transition entre l'état discret et l'état continu, en fournissant un signal constant pendant la période d'échantillonnage. Ce comportement est modélisable par un Bloqueur

d'Ordre Zéro (BOZ) (ou « Zero Order Hold (ZOH) »). C'est un élément de maintien, qui garde constant la valeur de l'échantillon $x(n.T_s)$ sur tout l'intervalle de temps T_s . Sa réponse dans le temps est illustrée en Figure 5.15, où sont tracés le signal échantillonné à l'entrée du BOZ et le signal « pseudo-continu » en sortie.

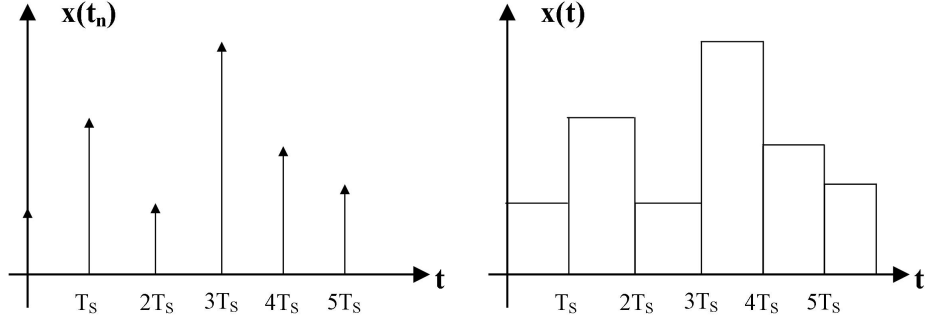


FIGURE 5.15 – Signaux à l'entrée (à gauche) et à la sortie (à droite) d'un BOZ.

Le système de régulation est un système discret, mais le modulateur I/Q, l'amplificateur RF et la cavité sont des éléments continus. Leurs fonctions de transfert sont exprimées dans le domaine de Laplace. Afin de simplifier l'étude, on a fait le choix de modéliser l'ensemble des éléments de la boucle dans ce domaine continu.

Pour être plus rigoureux (comme dans [133]), il aurait fallu modéliser la digitalisation du signal, en sortie de la cavité par un échantillonneur bloqueur et considérer que le correcteur PI et le retard se comportent comme des systèmes discrets (« transformée en Z »). Ici, la latence apportée par le traitement numérique dans la boucle est simplement modélisée par la fonction ZOH.

Le choix de garder un traitement continu des différents blocs se justifie aussi par la valeur de la fréquence d'échantillonnage du système numérique. Ce système numérique, dont un prototype a été développé au sein d'un partenariat entre le LPNHE¹¹ et l'IPNO, échantillonne le signal à 80 MHz¹² [137]. Ce signal échantillonné est ensuite moyenné et filtré numériquement à 1 MHz. Pour la suite de l'étude, on considérera donc que $T_s = 1 \mu s$.

Mais avant d'aller plus loin dans l'analyse, il nous faut détailler les fonctions de transfert qui régissent les comportements de chacun des sous-systèmes de la boucle afin d'étudier le réglage des correcteurs.

Fonction de transfert des sous-systèmes

Afin de déterminer les valeurs des coefficients proportionnels et intégraux des correcteurs il nous faut étudier la stabilité du système et de sa fonction de transfert en boucle ouverte (FTBO). Pour établir cette FTBO, chacune des fonctions de transfert des sous-systèmes est

11. Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Energies

12. Dans ce système numérique, l'échantillonnage à 4 points est effectué deux fois, de façon intercalé, sur une période; soit une fréquence d'échantillonnage totale de $2 \times 40 \text{ MHz} = 80 \text{ MHz}$.

établie dans le domaine continu de Laplace. Dans ce paragraphe, elles sont donc listées en suivant leur ordre d'apparition dans le schéma Bloc de la Figure 5.14.

① Correcteur PI

La correction d'erreurs sur la boucle est effectuée par un contrôleur PI qui associe la contribution d'un gain proportionnel (P) à un effet d'intégration (I). La fonction de transfert d'un tel correcteur s'écrit :

$$C(p) = K_g + K_i \frac{1}{p} = K_g \frac{1 + \tau_i p}{\tau_i p} \quad \text{avec } \tau_i = \frac{K_g}{K_i} \quad (5.45)$$

Le correcteur proportionnel K_g permet de minimiser l'erreur statique du système tout en augmentant sa rapidité. Le système est rendu plus nerveux, ce qui peut engendrer le dépassement de la consigne avant d'atteindre le régime établi (oscillations amorties). Si K_g est trop important le système peut devenir instable.

La contribution intégrale quantifiée par K_i permet d'annuler l'erreur statique, elle agit sur les fréquences inférieures à $f_i = \frac{\pi}{\tau_i}$. Au dessus de cette fréquence, l'intégrale n'agit plus sur le gain, et que très peu sur la phase du système.

② Retard

Le bloc retard modélise, ici, le retard dû au traitement du signal dans le système numérique mais aussi le retard dû au trajet de l'information dans les câbles, les guides d'ondes et les différents éléments passifs et actifs du système. Dans le domaine de Laplace, la fonction de transfert associée à un retard pur, T_d , s'écrit :

$$H_{Ret}(p) = e^{-T_d \cdot p} \quad (5.46)$$

③ Bloqueur d'Ordre Zéro

Le BOZ caractérise le fait que le signal issu de la cavité est numérisé, à une période T_s , et que sa reconstruction en sortie de la carte numérique n'est pas un signal parfaitement continu (cf. Figure 5.15). Sa fonction de transfert s'écrit comme :

$$H_{BOZ}(p) = \frac{1 - e^{-T_s \cdot p}}{p} \quad (5.47)$$

④ Modulateur I/Q

Le modulateur vectoriel (I/Q) permet de reconstruire le signal RF de consigne en amplitude et en phase par modulation des consignes V_{cI} et V_{cQ} avec un signal de référence. Dans notre modélisation il est assimilable à un filtre passe-bas du premier ordre, avec une fréquence de coupure $2\pi f_{vec} = \omega_{vec}$:

$$H_{vec}(p) = \frac{\omega_{vec}}{p + \omega_{vec}} \quad (5.48)$$

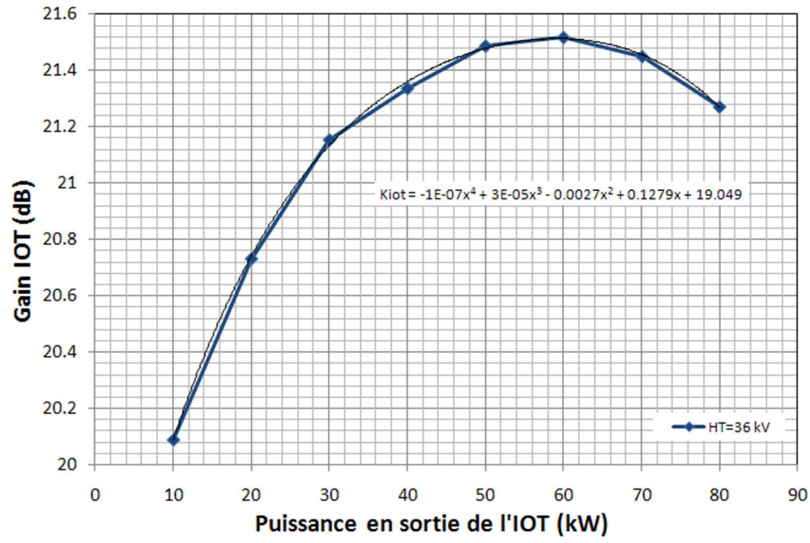


FIGURE 5.16 – Evolution du gain de L'IOT Thales 793-1 en fonction de la puissance demandée en sortie et approximation par un polynôme d'ordre 4.

⑤ Amplificateur RF

Le type d'amplificateur RF, utilisé pour les cavités « bêta 0,47 », n'est pas encore défini. On base ici le modèle de ce sous-système sur le comportement de L'IOT (Inductive Output Tube) Thales 793-1 installé à l'IPNO. L'IOT est un amplificateur RF forte puissance, réglé pour fonctionner à la pulsation de travail $\omega_0 = 2\pi 704,4$ MHz. Sa demi-bande passante a été mesurée, et elle est de l'ordre 4 MHz.

Un amplificateur RF peut donc être modélisé comme un gain K_{Amp} multiplié par un filtre passe-bas de pulsation de coupure $\omega_{Amp} = 2\pi 4$ MHz. Le gain de L'IOT Thales 793-1, qui sera utilisé pour le test forte puissance, a été mesuré (cf. *Partie 4.1.5*). Sa valeur dépend de la puissance voulue en sortie de L'IOT. Comme illustré par la Figure 5.16 l'évolution du gain en fonction de la puissance délivrée est assimilable à une fonction polynomiale.

Pour le modèle développé il a été choisi de calquer le comportement du gain K_{Amp} sur celui de l'IOT. Dans le programme Simulink[®], ce comportement a donc été implémenté : à chaque pas de temps de la simulation, la puissance de sortie (P_g) est injectée dans un bloc qui recalcule le nouveau gain de l'amplificateur donné par l'approximation polynomiale.

Finalement, la fonction de transfert de l'amplificateur RF s'écrit comme :

$$H_{Amp}(p) = K_{Amp}(P_g) \frac{\omega_{Amp}}{p + \omega_{Amp}} \quad (5.49)$$

⑥ Cavité

Enfin, comme évoqué dans la *Partie 5.2.3* la matrice de transfert de la cavité s'écrit comme :

$$H_{cav}(p) = \frac{\omega_0(r/Q)}{2} \begin{bmatrix} H_1(p) & -H_2(p) \\ H_2(p) & H_1(p) \end{bmatrix} \quad (5.50)$$

Le paramètre ψ , qui intervient dans certains coefficients des fonctions de transfert H_1 et H_2 (cf. équations 5.41 et 5.42), est calculé en fonction de Δf_{cav} dont les variations dépendent des perturbations mécaniques sur la cavité. A l'aide de l'équation 5.21, ces perturbations sur la fréquence de résonance de la cavité sont calculées à chaque pas de temps au cours de la simulation.

Etude du réglage des correcteurs sur les boucles I et Q

Après avoir déterminé les différents sous-systèmes de la boucle, on peut en déduire sa fonction de transfert en boucle ouverte (sans correction), dans le cas où $\psi = 0$:

$$FTBO(P) = H_{Ret}(p) \cdot H_{BOZ}(p) \cdot H_{vec}(p) \cdot H_{Amp}(p) \cdot \frac{\omega_0(r/Q)}{2} H_1(p) \quad (5.51)$$

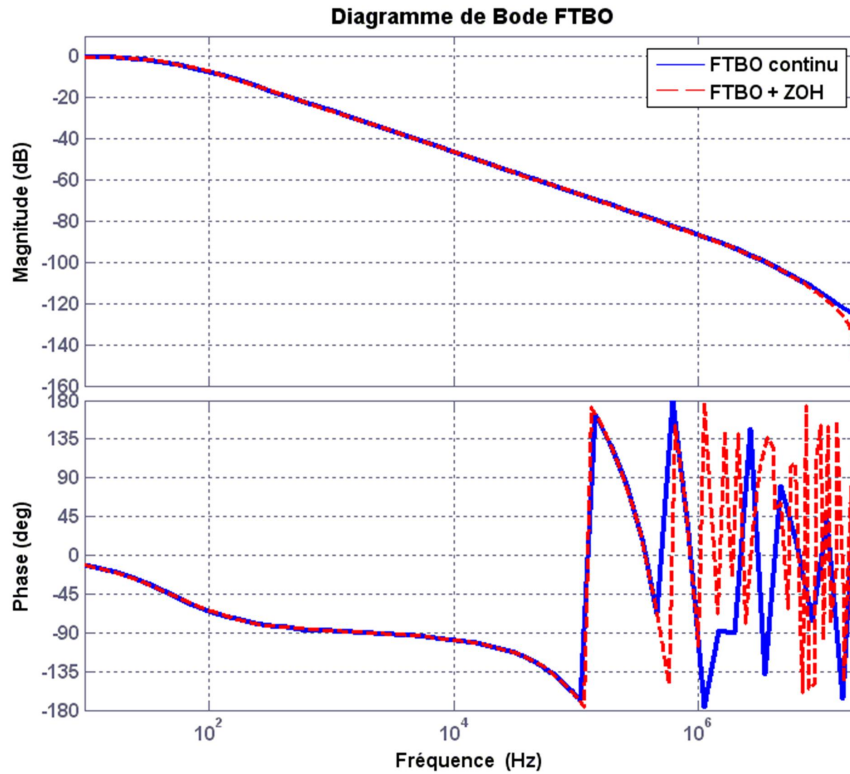


FIGURE 5.17 – Fonction de transfert en boucle ouverte avec et sans l'effet du BOZ.

Pour une étude préliminaire sur la valeur du correcteur proportionnel et intégral, la FTBO est calculée dans un cas simple où on considère le gain de l'amplificateur K_{Amp} comme fixe. Comme on considère $\psi = 0$ les grandeurs réelles et imaginaires (I et Q) sont découplées dans la cavité. Les correcteurs PI seront donc les mêmes pour les boucles I et Q. Ensuite, par le

biais de simulations on affinera les réglages dans un cas particulier avec faisceau.

Dans ce cas particulier les fonctions de transfert $H_1(p)$ et $H_2(p)$ se simplifient comme :

$$H_1(p) = \frac{1}{p + \frac{\omega_0}{2Q_L}} \text{ et } H_2(p) = 0 \quad (5.52)$$

Le couplage en charge Q_L dépend essentiellement du couplage incident Q_i . On a choisi $Q_i = 7,5 \cdot 10^6$, il est le même pour toutes les cavités de la section « bêta 0,47 » de l'accélérateur de MYRRHA. Ce choix est justifié dans l'Annexe D.

Le Diagramme de Bode de la FTBO est tracé en Figure 5.17. Elle est représentée avec et sans l'effet d'échantillonnage du Bloqueur d'Ordre Zéro. Le taux d'échantillonnage T_s étant très faible, les effets dus au BOZ n'interviennent que pour des fréquences hautes, où le gain est déjà très faible. Hormis un décalage lorsque la phase est au delà de -180° , la contribution du BOZ est négligeable et on ne le considère pas pour l'étude du correcteur.

Comme déjà énoncé auparavant, le correcteur PI permet d'améliorer la précision du système en boucle fermée ainsi que sa rapidité. Mais il peut aussi rendre le système instable, les choix des coefficients K_g et K_i ne peuvent donc se faire sans respecter certaines règles.

Les valeurs des coefficients de correction peuvent alors être fixées en étudiant la FTBO dans le diagramme de Bode et en respectant le critère du revers, pour assurer la stabilité du système corrigé :

Critère du revers, dans le plan de Bode :

Un système bouclé, stable en boucle ouverte, est stable si pour la pulsation correspondant à un déphasage de la FTBO de -180° , la courbe de gain de la FTBO passe en dessous du niveau de 0 dB.

Le point critique de stabilité (-180° , 0 dB), pour la FTBO du système, est représenté sur la Figure 5.18. Un système fonctionnant trop près de ce point critique risque de devenir instable du fait de la présence de perturbations aléatoires (bruits, microphonies et forces de Lorentz, mauvais réglage, etc).

On définit alors une « réserve de stabilité » qui permet de maintenir le système à une certaine distance de ce point critique. Les critères qui quantifient cette réserve sont : **la marge de gain** et **la marge de phase**.

La marge de gain, exprimée en décibels, est la distance entre le lieu de transfert de la FTBO et le point critique mesurée parallèlement à l'axe du gain. Elle se définit lorsque la phase de la FTBO est égale à -180° .

La marge de phase, exprimée en degrés, est la distance entre le lieu de transfert de la

FTBO et le point critique mesurée parallèlement à l'axe de la phase. Elle se définit lorsque le gain de la FTBO est égal à 0 dB.

Pour la FTBO non corrigée, ces marges sont largement assez grandes pour garantir la stabilité du système : $M_g = 50$ dB et $M_\varphi = 180^\circ$ (cf. Figure 5.18). Le système est donc stable, mais s'il subit une perturbation, par exemple l'injection du faisceau, il risque de ne pas atteindre le bon point de fonctionnement (erreurs statiques) et de ne pas réagir assez rapidement. Il est donc nécessaire de le corriger.

Pour cela, le gain de correction K_g permet d'améliorer la rapidité et la précision du système. L'ajout d'un gain à la FTBO, a tendance à « remonter » la courbe de gain sans modifier la courbe de phase : les marges de fonctionnement vont donc diminuer. En pratique, pour garantir la stabilité, on choisit ces marges telles que $M_g \approx 10$ dB et $M_\varphi \approx 50^\circ$.

Dans notre cas, on a choisi $K_g = 100$, la courbe gain est donc décalée de 40 dB vers le haut et elle coupe l'axe 0 dB à la pulsation ω_{c0} . La marge de gain est alors de l'ordre de 10 dB et la marge de phase d'environ 60° .

L'action intégrale, qui a pour rôle d'annuler l'erreur statique, doit être placée sans trop perturber les marges de stabilité. Comme illustré sur la Figure 5.18, l'intégrale joue notamment sur la phase du système où elle induit un déphasage supplémentaire de -90° pour toutes les fréquences inférieures à $f_i = 2\pi/\tau_i$. En général, on choisit le paramètre τ_i tel que $\frac{1}{\tau_i} = \frac{\omega_{c0}}{10}$, car, ainsi placée, l'action intégrale modifie la marge de phase de seulement $5,7^\circ$.

Finalement les marges de fonctionnement du système corrigé sont $M_g \approx 13$ dB et $M_\varphi \approx 55^\circ$. Et, les valeurs des coefficients de correction sont :

$$K_g = 100 \quad \text{et} \quad K_i = 2,95 \cdot 10^5 \quad \text{car} \quad \frac{1}{\tau_i} = \frac{1}{2950} \quad (5.53)$$

Une fois les valeurs préliminaires des correcteurs établies, l'ensemble de la boucle a été modélisée à l'aide du logiciel Matlab Simulink® qui a permis de programmer, sous forme graphique, la boucle RF complète et d'en étudier sa dynamique. L'allure du modèle ainsi établi est présentée en Figure 5.27.

Dans ce modèle on a donc mis en place un bloc qui simule le comportement des correcteurs PI sur les boucles I et Q. Un second bloc permet de simuler le temps de retard de la boucle, la latence (BOZ) ainsi que le bruit présent dans le système de régulation digital. Le comportement du modulateur I/Q est lui aussi inclus ainsi que la fonction de transfert de l'amplificateur RF.

Ici, l'amplificateur peut fournir une puissance maximale de 30 kW, le choix de cette spécification est discuté en Annexe D. Afin d'introduire un effet non linéaire sur la variation de son gain, on fait l'hypothèse que cet amplificateur a un comportement similaire à celui de L'IOT Thales 793-1 (cf. Figure 5.16).

Enfin, le bloc qui modélise le comportement dynamique de la cavité permet d'obtenir l'évolution dans le temps du champ accélérateur et de la phase synchrone (ou de V_{cI} et V_{cQ}).

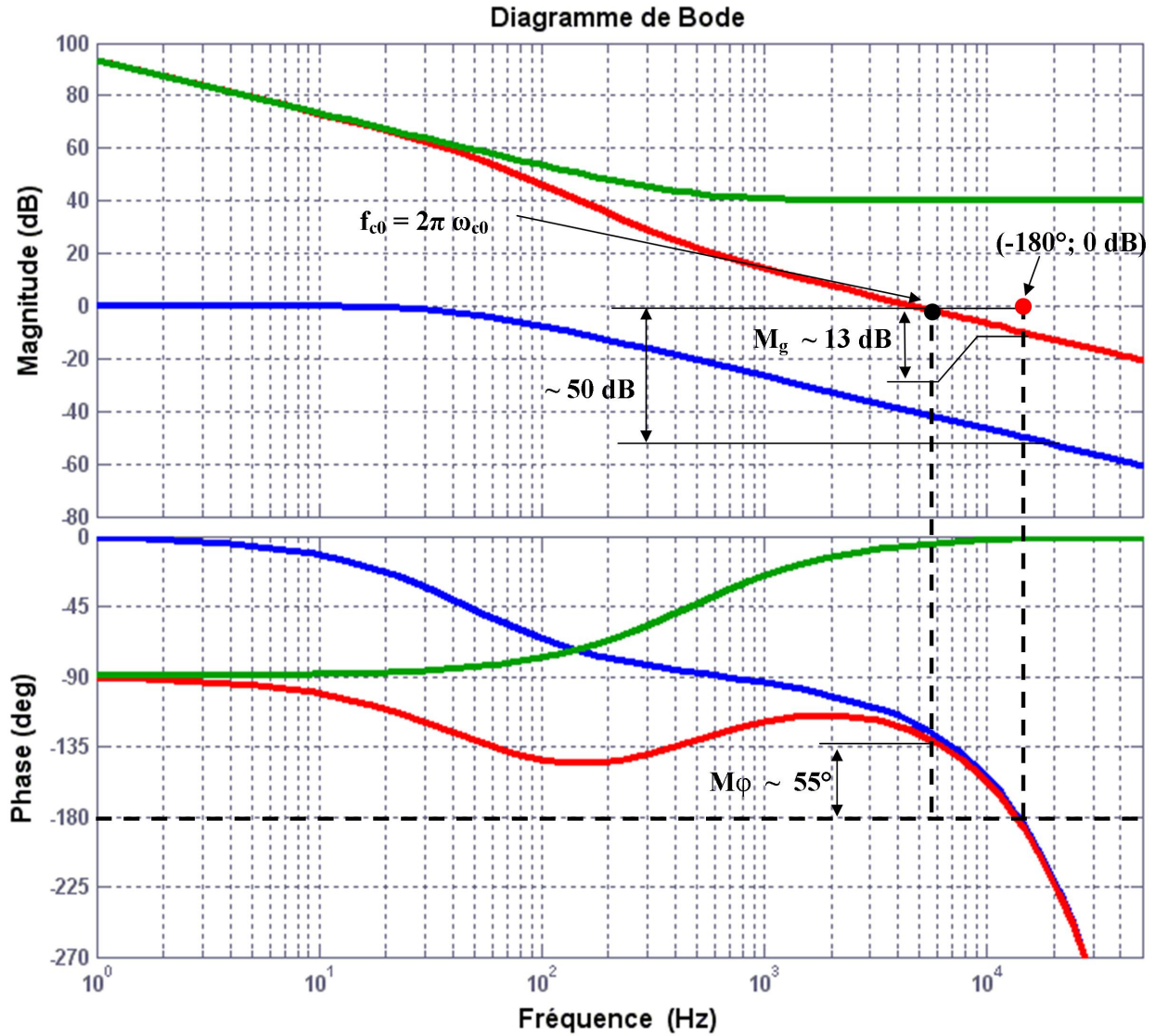


FIGURE 5.18 – Diagrammes de Bode de la FTBO (bleu), du correcteur PI (vert), et de la FTBO corrigée (rouge). On a fait apparaître les marges de gain et de phase ($M_g \approx 13$ dB et $M_\phi \approx 55^\circ$), de la FTBO après correction, nécessaire pour garantir une bonne stabilité du système.

L'ensemble des paramètres utilisés pour la simulation sont regroupés dans le Tableau 5.1 (à la fin de cette *Partie 5.2*).

Dans cette première simulation, l'objectif est d'affiner le réglage des correcteurs PI pour répondre aux besoins en précisions sur le champ et la phase synchrone.

Afin d'assurer un fonctionnement stable de l'ADS MYRRHA et de minimiser les pertes faisceau dans la ligne d'injection du coeur, il est nécessaire de maintenir l'énergie des protons, en sortie de l'accélérateur, à 600 MeV et ceci avec une précision de ± 1 MeV. Ceci a un impact direct sur la précision du champ accélérateur et de la phase synchrone qu'il faut assurer dans chaque cavité du linac. Ces critères de précision, fixés par la dynamique faisceau, sont les suivants [112] :

Besoins en précision

$$\frac{\Delta E_{acc}}{E_{acc}} = \frac{\Delta V_{cav}}{V_{cav}} = \pm 0,5\% \text{ et } \Delta \phi_s = \pm 0,5^\circ$$

Afin d'affiner le réglage des correcteurs précédemment établi, on s'est placé dans le cas particulier d'une cavité, de la section $\beta_g = 0,47$, en fonctionnement nominal. Cette cavité, doit fournir un champ accélérateur de $E_{acc} = 7$ MV/m pour accélérer des particules ayant une vitesse réduite $\beta = 0,434$. Le (r/Q) de cette cavité est alors égal à $52,4 \Omega$ et la phase synchrone doit être maintenue à une valeur de $-24,6^\circ$.

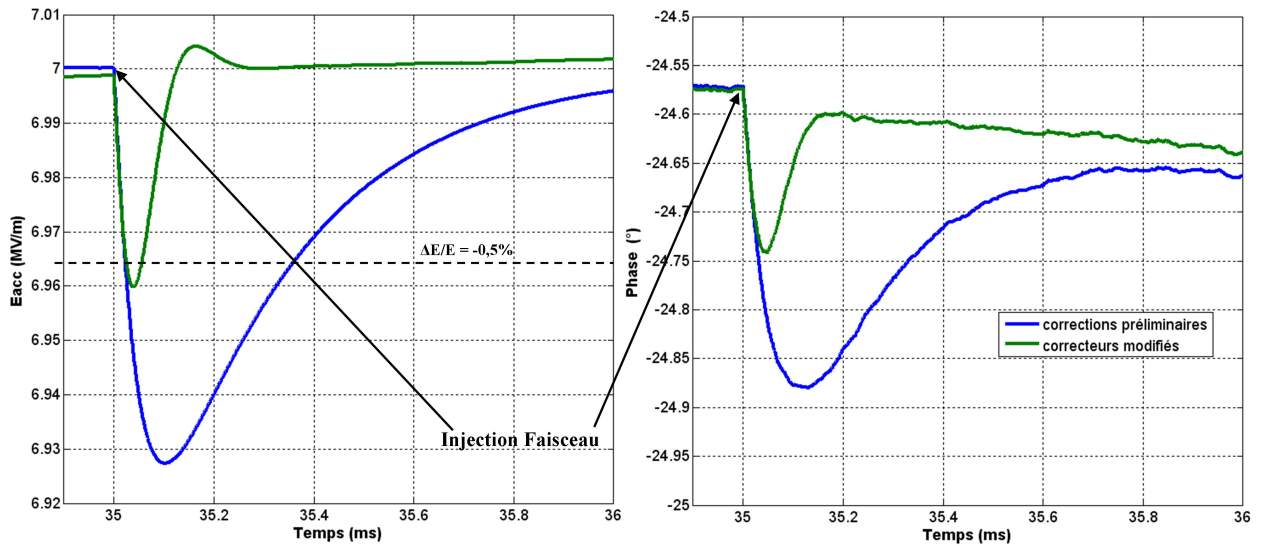


FIGURE 5.19 – Champ accélérateur et phase dans la cavité lors de l'injection du faisceau. En modifiant les correcteurs de la boucle I il est possible de réduire le dépassement et d'améliorer la rapidité du système.

On se place dans le cas où aucune boucle de régulation n'est mise en place sur le système d'accord. On considère donc qu'il a été réglé « manuellement » au fur et à mesure que l'on augmentait, par pallier, le champ accélérateur dans la cavité. Dans le cas de la Figure 5.19, le champ accélérateur dans la cavité est alors de 7 MV/m et le désaccord en fréquence est fixe et optimal, tel que $\psi = -\phi_s$.

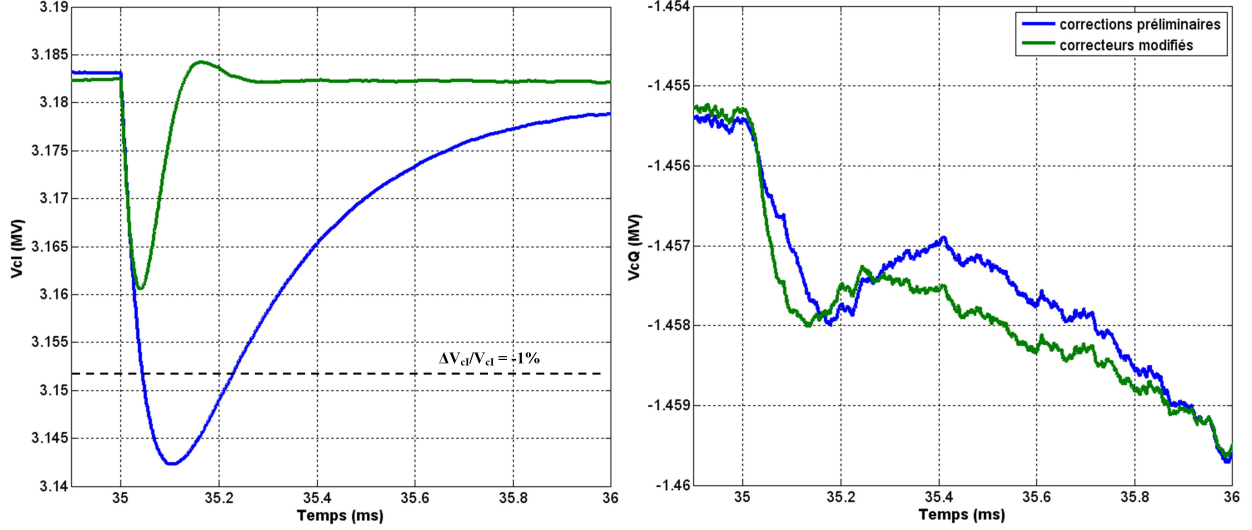


FIGURE 5.20 – Tensions V_{cI} et V_{cQ} dans la cavité lors de l'injection du faisceau. En modifiant les correcteurs de la Boucle I il est possible de réduire le dépassement et d'améliorer la rapidité du système. Les effets sur V_{cQ} sont minimes.

Lorsque le faisceau pénètre dans la cavité au temps $t = 35$ ms, il induit un effet dit de « Beam loading » : l'amplitude du gradient accélérateur chute brutalement, le temps que le système de régulation augmente la puissance du générateur. Alors que cet effet transitoire sur la phase synchrone est négligeable ($|\Delta\phi_s| < 0,5^\circ$), on observe que le dépassement sur la valeur du gradient accélérateur est plus marqué : pendant environ $300 \mu s$, on a $\left| \frac{\Delta E_{acc}}{E_{acc}} \right| > 0,5\%$.

Afin de diminuer ce dépassement, on s'est interrogé sur la façon dont il faut modifier la valeur des correcteurs proportionnels et intégraux agissant sur les tensions V_{cI} et V_{cQ} . On a alors exprimé l'erreur relative de ces grandeurs en fonction des besoins sur V_{cav} et ϕ_s . Pour $V_{cav} = E_{acc} \cdot L_{acc} = 3,5$ MV et $\phi_s = -24,6^\circ$, on obtient :

$$\left\{ \begin{array}{l} \left| \frac{\Delta V_{cI}}{V_{cI}} \right| = \left| \frac{\Delta V_{cav}}{V_{cav}} \right| + |\tan(\phi_s) \Delta\phi_s| = 1\% \\ \left| \frac{\Delta V_{cQ}}{V_{cQ}} \right| = \left| \frac{\Delta V_{cav}}{V_{cav}} \right| + \left| \frac{\Delta\phi_s}{\tan(\phi_s)} \right| = 2,4\% \end{array} \right. \quad (5.54)$$

On se rend compte que, dans notre cas, le critère de précision est plus fort sur la boucle de la partie réelle (I), que sur la boucle qui traite la partie imaginaire (Q) du signal. De plus le dépassement est plus marqué sur la réponse de V_{cI} que sur V_{cQ} , comme l'illustre la

Figure 5.20. Par conséquent, on a choisi de modifier les valeurs des coefficients du correcteur PI agissant sur V_{cI} : $K_{gI} = 130$ et $K_{iI} = 3.10^6$. Alors que, pour le correcteur agissant sur V_{cQ} , on a légèrement ajusté la correction proportionnelle : $K_{gI} = 110$ et $K_{iI} = 2,95.10^5$.

Sur les Figures 5.19 et 5.20, on constate alors qu'il est, en théorie, possible d'améliorer la rapidité du système et de limiter le dépassement.

5.2.5 Modélisation de la boucle de régulation du système d'accord

De l'importance du système d'accord

Jusqu'à présent on a considéré le système d'accord comme fixe, il a été réglé pour garantir un fonctionnement optimal de la cavité à 7 MV/m avec $\phi_s = -24,6^\circ$. Mais que se passe-t-il lorsqu'on souhaite augmenter « rapidement » le gradient accélérateur dans la cavité ?

En guise d'exemple, on se place dans le cas où l'on souhaite augmenter rapidement le gradient accélérateur de 1 MV/m dans la cavité, tout en maintenant sa phase à la même valeur.

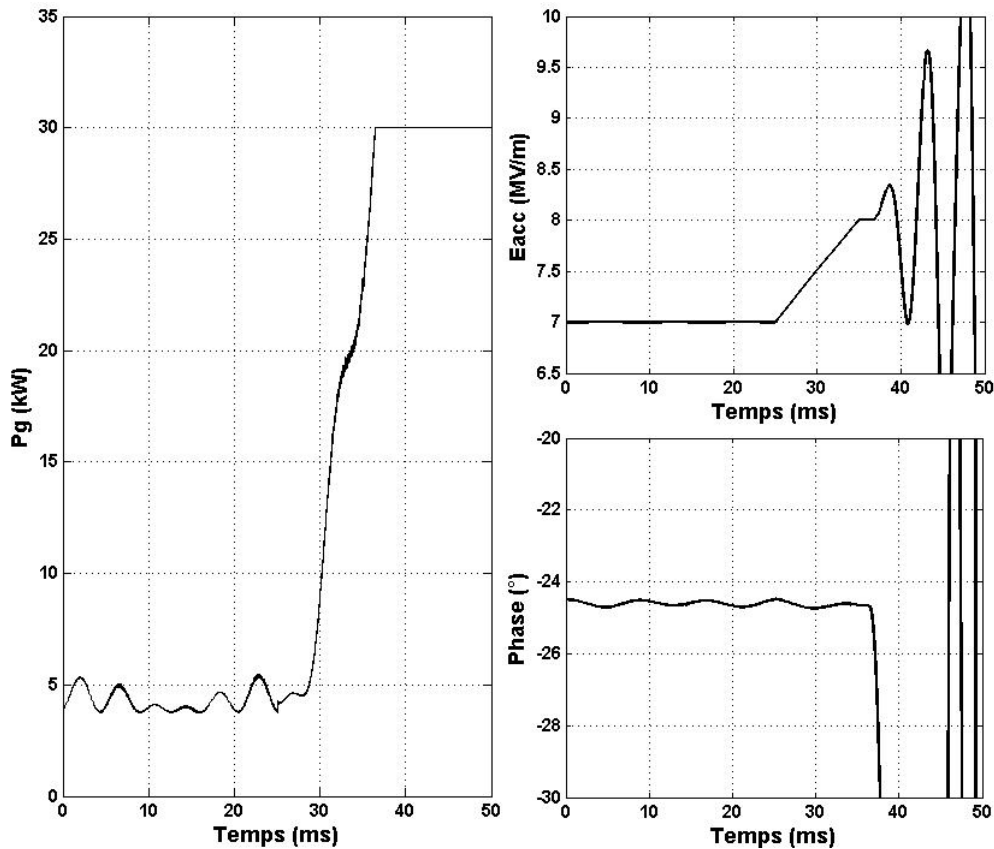


FIGURE 5.21 – Montée en champ dans la cavité sans compensation du SAF. L'amplificateur RF arrive à saturation, il n'est plus possible de réguler avec la boucle LLRF.

La procédure, décrite par les résultats de la Figure 5.21 se déroule sans faisceau. Une

rampe de consigne de 10 ms sur la tension de la cavité induit la montée du gradient accélérateur. L'accroissement du champ E_{acc} entraîne une augmentation des forces de Lorentz dans la cavité, ce qui change sa fréquence de résonance. La cavité elliptique au centre de notre étude est très sensible aux forces de Lorentz ($k_L = 7,5 \text{ Hz}/(\text{MV}/\text{m})^2$) et si le système d'accord n'agit pas de façon dynamique pour compenser cet effet Δf_{cav} sera trop important, ce qui provoquera une surconsommation de puissance. Ces réserves de puissance sont limitées à 30 kW par source RF (capacité maximum). Sur la Figure 5.21, on constate que le générateur arrive rapidement à saturation, la boucle LLRF ne peut plus compenser l'erreur sur la consigne en phase, le système devient rapidement instable.

Sur cette figure on voit aussi l'influence des microphonies sur la consommation en puissance du générateur. Ici, on a simulé deux perturbations microphoniques importantes intervenant à des fréquences de 70 Hz et 120 Hz (cf. Tableau 5.1). On voit notamment apparaître ces perturbations oscillatoires, sur P_g avant la montée en champ ($0 < t < 30 \text{ ms}$), car le système LLRF cherche à compenser ces effets parasites.

Si l'on souhaite avoir un fonctionnement fiable de la cavité accélératrice, il est nécessaire de pouvoir agir dynamiquement sur le système d'accord de la cavité, et ceci avec précision. Une solution, que l'on propose, est de mettre en place une seconde boucle de régulation qui agit sur les actionneurs piézoélectriques du système d'accord. Cette solution a pour but de compenser les effets transitoires dues aux forces de Lorentz, lors d'un changement de consigne sur V_{acc} , et dans un second temps de réduire les répercussions néfastes des microphonies.

Fonction de transfert des sous-systèmes

Tout comme pour la boucle LLRF, un modèle de boucle rétroactive agissant sur les actionneurs piézoélectriques a été mis en place. Cette solution basée sur les résultats obtenus dans [121], propose de corriger l'erreur sur la boucle par un actionneur PI, et en parallèle de ce correcteur, un système de filtrage agit pour minimiser l'influence des microphonies.

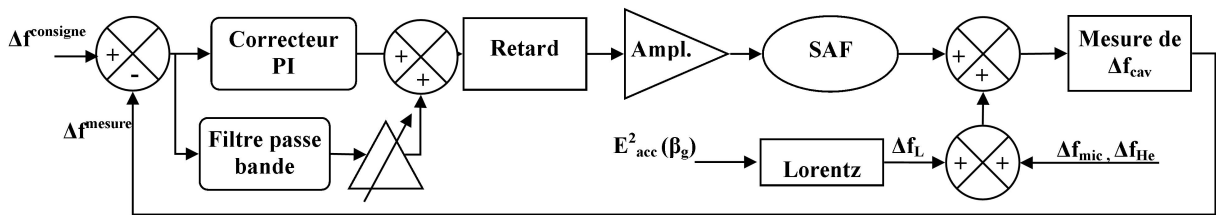


FIGURE 5.22 – Schéma bloc de la boucle de régulation RF simplifiée.

Dans notre approche les effets des différents éléments de la boucle sont représentés par des fonctions de transfert dans le domaine continu de Laplace. On négligera l'influence du traitement numérique du signal, car les temps de réponses attendus (de l'ordre de plusieurs ms) sont de plusieurs ordres de grandeurs supérieurs au temps d'échantillonnage ($1 \mu\text{s}$) du système numérique que l'on envisage d'utiliser.

Ainsi, chacune de ces fonctions de transfert caractérise un bloc du schéma présenté en Figure 5.22 :

① Retard

Tout comme pour la boucle LLRF, on associe un retard lié au traitement et au trajet de l'information dans l'ensemble du système. On le prendra identique à T_d et la fonction de transfert associée s'écrit :

$$H_{Ret}(p) = e^{-T_d \cdot p} \quad (5.55)$$

② Amplificateur de tension et Système d'Accord à Froid

Les actionneurs piézoélectriques fonctionnent pour une tension d'alimentation comprise entre 0 et 200V, il sont donc alimentés par un amplificateur spécifique de gain K_a . La fonction de transfert du système d'accord mécanique sur la cavité a été mesurée à température ambiante et modélisée dans le Chapitre 4. On note ce modèle $H_{SA}(p)$, qui est en fait une somme de fonctions de transfert du second ordre caractérisant l'excitation par le système d'accord des modes mécaniques.

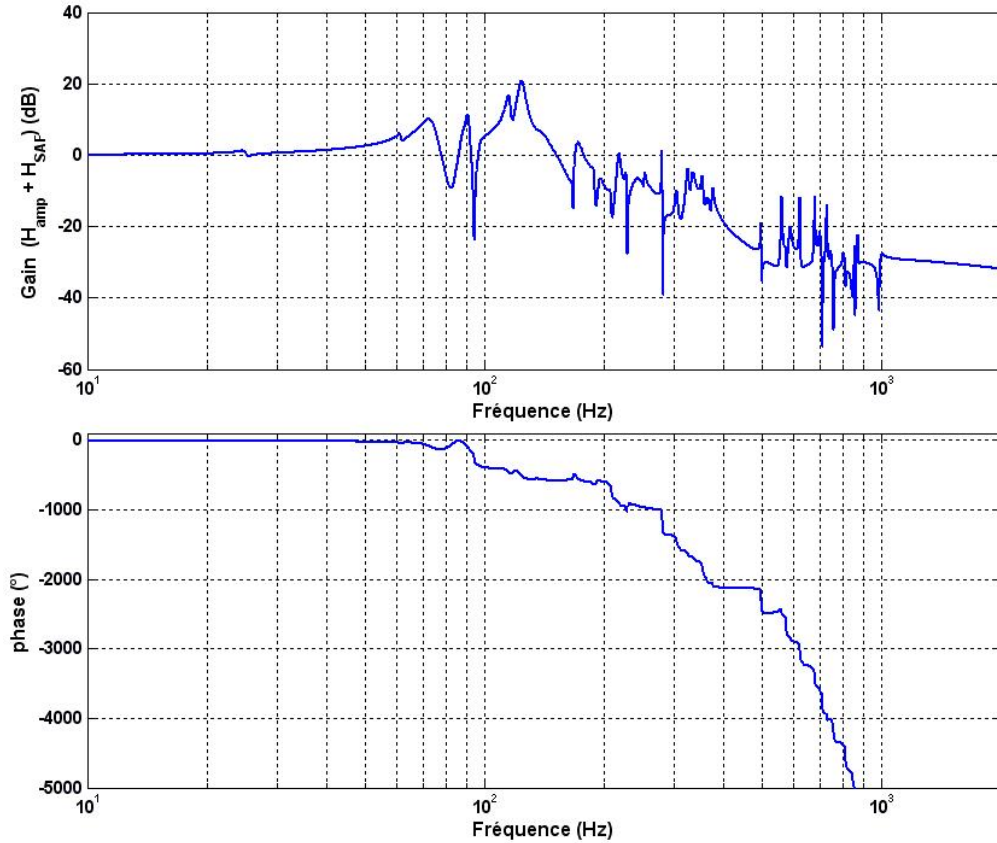


FIGURE 5.23 – Diagramme de Bode de la fonction de transfert $H_a(p).H_{SAF}(p)$ implémentée dans le programme de simulation du comportement d'une cavité supraconductrice.

Pour l'instant, de telles mesures n'ont pu être reproduites dans les conditions expérimentales « à froid » : c'est à dire lorsque la cavité est portée à 2K dans son cryomodule.

Cependant, une bonne estimation est de considérer que dans ces conditions, le système d'accord a une influence 10 fois moins importante qu'à « chaud ». Cet effet est donc simulé par un gain, $K_{adapt} = 0,1$. Et finalement, la fonction de transfert de l'amplificateur et du système d'accord mécanique actionné par les éléments piézoélectriques s'écrit :

$$H_a(p) \cdot H_{SAF}(p) = K_a \cdot K_{adapt} \cdot H_{SA}(p) \quad (5.56)$$

Le diagramme de Bode en Figure 5.23, montre le modèle de la fonction de transfert de cet ensemble introduit dans le logiciel MATLAB Simulink®.

③ Mesure de Δf_{cav}

En présence du faisceau et lorsque $\phi_s \neq 0$ (cf. Figure 5.10 cas *d*)) ψ et donc Δf_{cav} ne peut être mesuré directement. Il est toutefois possible de calculer cette valeur à partir des tensions I/Q mesurée par le système LLRF en utilisant la seconde équation du système 5.17 qui se ré-écrit sous la forme¹³ :

$$\Delta f_{cav} = \frac{1}{2\pi} \left[\frac{\dot{V}_{cQ}}{V_{cI}} - \frac{\omega_0}{Q_i} \frac{V_{incQ}}{V_{cI}} + \frac{\omega_0}{2Q_L} \frac{V_{cQ}}{V_{cI}} \right] \quad (5.57)$$

Des systèmes effectuant ce calcul grâce à un FPGA ont déjà été développés, et leur fonctionnement a été prouvé [138] [139].

Dans notre modélisation, on calcule, à chaque pas de temps de la simulation, la valeur de Δf_{cav} . On a alors « grossièrement » assimilé ce système de détection à un filtre passe-bas de fréquence de coupure $f_{Dp} = 5 \text{ kHz} = \omega_{Dp}/2\pi$. Le système d'accord ayant un temps de réponse de l'ordre de la milliseconde, on filtre les variations trop rapides sur la fréquence de la cavité. Finalement, sa fonction transfert a été simplement définie comme :

$$H_{Dp}(p) = \frac{\omega_{Dp}}{p + \omega_{Dp}} \quad (5.58)$$

④ Correcteur PI La fonction de transfert du correcteur PI s'exprime avec le gain K_{gSAF} sur l'action proportionnelle, et le gain sur l'action intégral K_{iSAF} . Elle s'exprime comme :

$$C_{SAF}(p) = K_{gSAF} + K_{iSAF} \frac{1}{p} \quad (5.59)$$

Pour régler ce correcteur on a adopté la même méthode que pour le réglage des correcteurs de la boucle LLRF. On peut tout de même remarquer que dans notre modèle,

13. Une autre solution pour réguler le système d'accord serait de minimiser l'écart entre φ_g et ϕ_s . En effet, on montre qu'en régime stationnaire la condition sur le désaccord optimal est obtenue lorsque $\varphi_g = \phi_s$. L'avantage de cette méthode est que la régulation du SAF est assurée grâce à des valeurs de phases directement fournies par le système numérique LLRF ; elle semble donc plus simple à mettre en œuvre. Toutefois, avec cette méthode on perd l'information sur la mesure de Δf_{cav} , en particulier lorsqu'il y a seulement le faisceau dans la cavité (cas d'une cavité non alimentée par sa source RF).

la fonction de transfert $H_a.H_{SAF}$ voit sa phase passer en dessous de -180° pour une fréquence très basse (~ 20 Hz) et ceci lorsque le gain du système est supérieur à 0 dB. Autrement dit, pour garantir la stabilité de la boucle d'asservissement, dans ce modèle, le gain K_{gSAF} est inférieur à 1.

⑤ Système de Filtrage

Les perturbations microphoniques sont généralement dues à des vibrations mécaniques du système environnant la cavité (pompes, ouvertures/fermetures de vannes, etc). Elles interviennent donc à des fréquences de vibration données. Une solution pour les compenser serait de fournir un gain aux fréquences auxquelles ces perturbations sont observées, grâce à des filtres passe-bande [121].

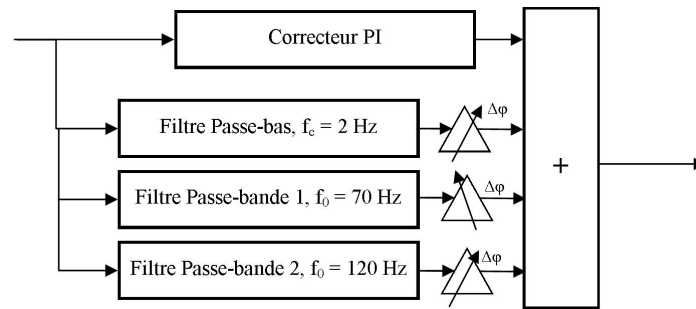


FIGURE 5.24 – Vue schématique des correcteurs placés en cascade dans la boucle de régulation du SAF.

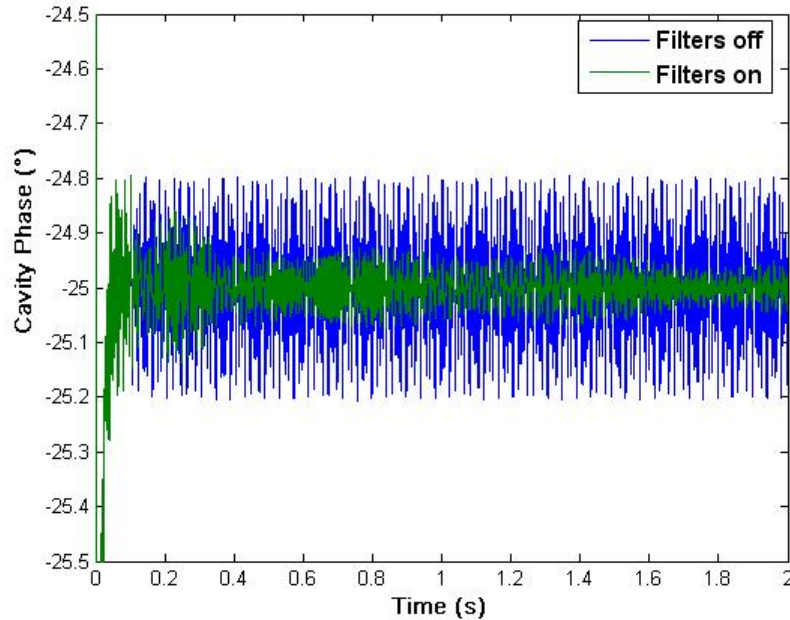


FIGURE 5.25 – Effet des filtres correcteurs sur l'erreur en phase.

Ceci suppose que l'on a, au préalable, identifié les perturbations microphoniques sur

le cryomodule et réglé les filtres passe-bande pour corriger les erreurs intervenant à ces fréquences parasites. Ce type de mesure n'a pas encore pu être effectué sur le cryomodule de l'IPNO. Pour notre modélisation, on a alors supposé que deux perturbations interviennent sur des modes mécaniques de la cavité : à 70 Hz et 120 Hz. Deux filtres correcteurs ont donc été placés à ces fréquences et un troisième filtre passe-bas, de fréquence de coupure $f_c = 2$ Hz a aussi été mis en place pour limiter les perturbations dues aux fluctuations lentes du bain d'hélium (cf. Figure 5.24).

Durant les travaux de simulations effectués on a aussi remarqué qu'il est intéressant de placer un déphaseur réglable derrière chaque filtre de correction. Ceci permet en effet d'ajuster le « moment » où, la correction apportée par chaque filtre, vient s'ajouter au signal traité par le correcteur PI. Plusieurs itérations ont été nécessaires pour régler ces déphaseurs. Finalement, l'effet de compensation des filtres est illustré par la Figure 5.25. Sur cette figure, on a tracé un exemple, de l'erreur sur la phase de la cavité perturbée mécaniquement, et ceci, avec et sans la présence du système de filtrage. On constate que sur une période de deux secondes les filtres permettent de réduire l'erreur moyenne, sur la phase de la cavité, d'un facteur 5.

⑥ Perturbations en fréquence

La transformée de Laplace est une application linéaire, donc d'après l'équation 5.20, on peut exprimer le désaccord en fréquence comme :

$$-\Delta\mathcal{F}_{cav}(p) = \Delta\mathcal{F}_L(p) + \Delta\mathcal{F}_{mic}(p) + \Delta\mathcal{F}_{He}(p) + \Delta\mathcal{F}_{SAF}(p) \quad (5.60)$$

Dans cette expression, $\Delta\mathcal{F}_{SAF}(p)$ représente l'influence du système d'accord que l'on vient d'évoquer.

Les effets microphoniques $\Delta\mathcal{F}_{mic}(p)$ et les perturbations dues au bain d'hélium $\Delta\mathcal{F}_{He}(p)$, sont des phénomènes difficilement modélisables car peu prévisibles. Ils diffèrent selon chaque type de cavité, et selon leur environnement. Les effets du bain sont vus comme des dérives relativement lentes et aléatoires dans le temps (de l'ordre de la seconde); elles sont modélisées comme telles dans le programme Simulink®. Les perturbations microphoniques sont modélisées comme des excitations sinusoïdales intervenant à des fréquences mécaniques bien précises.

Enfin, la fonction de transfert qui permet d'exprimer le désaccord dû aux forces de Lorentz $\Delta\mathcal{F}_L(p)$ en fonction du carré du champ accélérateur¹⁴ $\mathcal{E}_{acc}^2(p)$ s'exprime, d'après 5.18, comme :

$$\frac{\Delta\mathcal{F}_L(p)}{\mathcal{E}_{acc}^2(p)} = \frac{-k_L}{1 + \tau_m p} \quad (5.61)$$

14. Il faut noter que le coefficient de Lorentz k_L est donné pour le champ accélérateur défini au « bêta géométrique ». Dans les différentes simulations proposées les cavités accélèrent des particules dont la vitesse réduite β diffère de β_g . Chacune des cavités modélisée aura donc un (r/Q) qui correspondra à la vitesse des particules qu'elle accélère. Cependant pour connaître l'amplitude des forces de Lorentz dans la cavité, il faudra ramener l'amplitude du champ accélérateur au bêta géométrique.

Effet du SAF sur la stabilité dynamique

Une fois l'ensemble de la boucle modélisée dans le programme, le cas précédemment étudié, de l'accroissement rapide du champ accélérateur, dans la cavité a été re-simulé. L'allure de la version finale du programme est donnée par la Figure 5.27 et l'ensemble des paramètres pris en comptes pour ces simulations sont regroupés dans le Tableau 5.1.

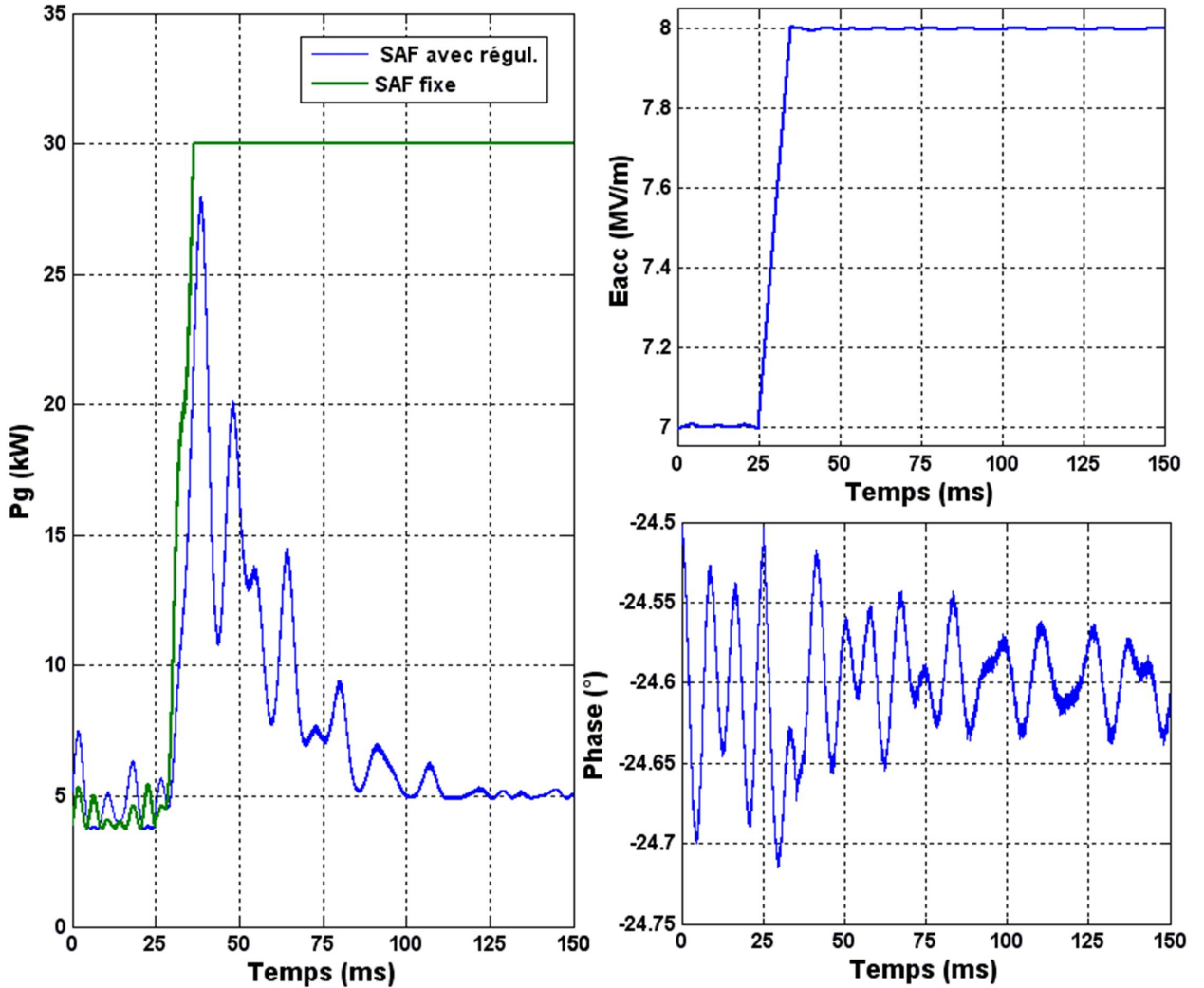


FIGURE 5.26 – Effet du SAF sur la stabilité du champ électrique et de sa phase dans la cavité.

La Figure 5.26 présente les résultats obtenus lorsque le système d'accord rapide (c'est à dire les actionneurs piézoélectriques) sont régulés par la boucle rétroactive. Tout comme dans le cas de la Figure 5.21, on décide, au temps $t = 25$ ms, de monter le champ accélérateur de 1 MV/m dans la cavité. Dans un premier temps, la boucle LLRF tente de compenser le désaccord dû à l'accroissement des forces de Lorentz en augmentant P_g . Cette fois, le générateur n'arrive pas à saturation car le système d'accord agit en parallèle pour rétablir la fréquence de résonance de la cavité. On constate alors que la puissance P_g baisse jusqu'à être minimisée

autour de 5 kW lorsque le SAF a terminé son action. On ne remarque aucune instabilité sur l'évolution du champ électrique dans la cavité et de sa phase, et on commence à percevoir l'effet du système correcteur de filtrage sur les perturbations microphoniques (diminution de l'amplitude des oscillations sur P_g).

TABLEAU 5.1 – Paramètres de simulation.

Cavité			
vitesse réduite, β	0,433	$E_{acc}(\beta = 0,434)$	7 MV/m
$(r/Q)(\beta = 0,434)$	52,4 Ω	L_{acc}	0,5 m
Q_i	7,5.10 ⁶	V_{cav}	3,5 MV
Q_0	1.10 ¹⁰	Courant faisceau, I_0	4 mA
Q_L	7,49.10 ⁶	Phase synch. , ϕ_s	-24,6°
const. méca. , τ_m	1 ms	coeff. Lorentz, k_L	7,5 Hz/(MV/m) ²
Perturbations			
fréq. microphonie 1, f_{mic1}	70 Hz	Ampl. microphonie 2, Δf_{mic2}	30 Hz
Ampl. microphonie 1, Δf_{mic1}	20 Hz	Fréq. variations bain He	1 Hz
fréq. microphonie 2, f_2	120 Hz	Ampl. variations bain He,	10 Hz
Boucle LLRF			
Correcteur proportionnel sur V_{cI} , K_{gI}	140	Puissance RF max.	30 kW
Correcteur intégral sur V_{cI} , K_{iI}	3,5.10 ⁶ s ⁻¹	Fréq. coupure ampli. RF	4 MHz
Correcteur proportionnel sur V_{cQ} , K_{gQ}	110	Variations de gain de l'ampli. supposées similaires à IOT THALES 793-1	
Correcteur intégral sur V_{cQ} , K_{iQ}	3.10 ⁵ s ⁻¹	Fréq. coupure Modulateur I/Q	100 MHz
Retard Boucle, T_d	6 μ s	Bruit système numérique, $\Delta V/V$	0,1%
Temps échantillonnage, T_s	1 μ s		
Boucle SAF			
Correcteur proportionnel SAF, K_{gSAF}	0,5	Retard boucle, T_d	6 μ s
Correcteur intégral SAF, K_{iSAF}	50 s ⁻¹	f_{Dp}	5 kHz

Pour conclure cette partie, on a mis en place un modèle qui caractérise le comportement dynamique d'une cavité accélératrice supraconductrice et de ses boucles d'asservissements, RF et mécanique. Pendant la mise en place de ce modèle, on a notamment mis en évidence l'importance du système d'accord dynamique pour un fonctionnement CW d'un accélérateur, où les « réserves » en puissances dont on dispose sont limitées.

Afin de se rapprocher au mieux d'un cas réel, les comportements des différents sous-systèmes sont fondés, dans la mesure du possible, sur des résultats expérimentaux et en particulier sur les données dont on dispose sur la cavité elliptiques prototype « bêta 0,47 ». Il est prévu qu'une trentaine de ces cavités constituera une section de l'accélérateur de MYR-

RHA. Afin d'étudier la faisabilité des procédures de réglages rapides pour la compensation d'une panne dans cette section, le modèle élaboré a été utilisé pour simuler différents scénarii dont on propose une analyse dans la partie suivante.

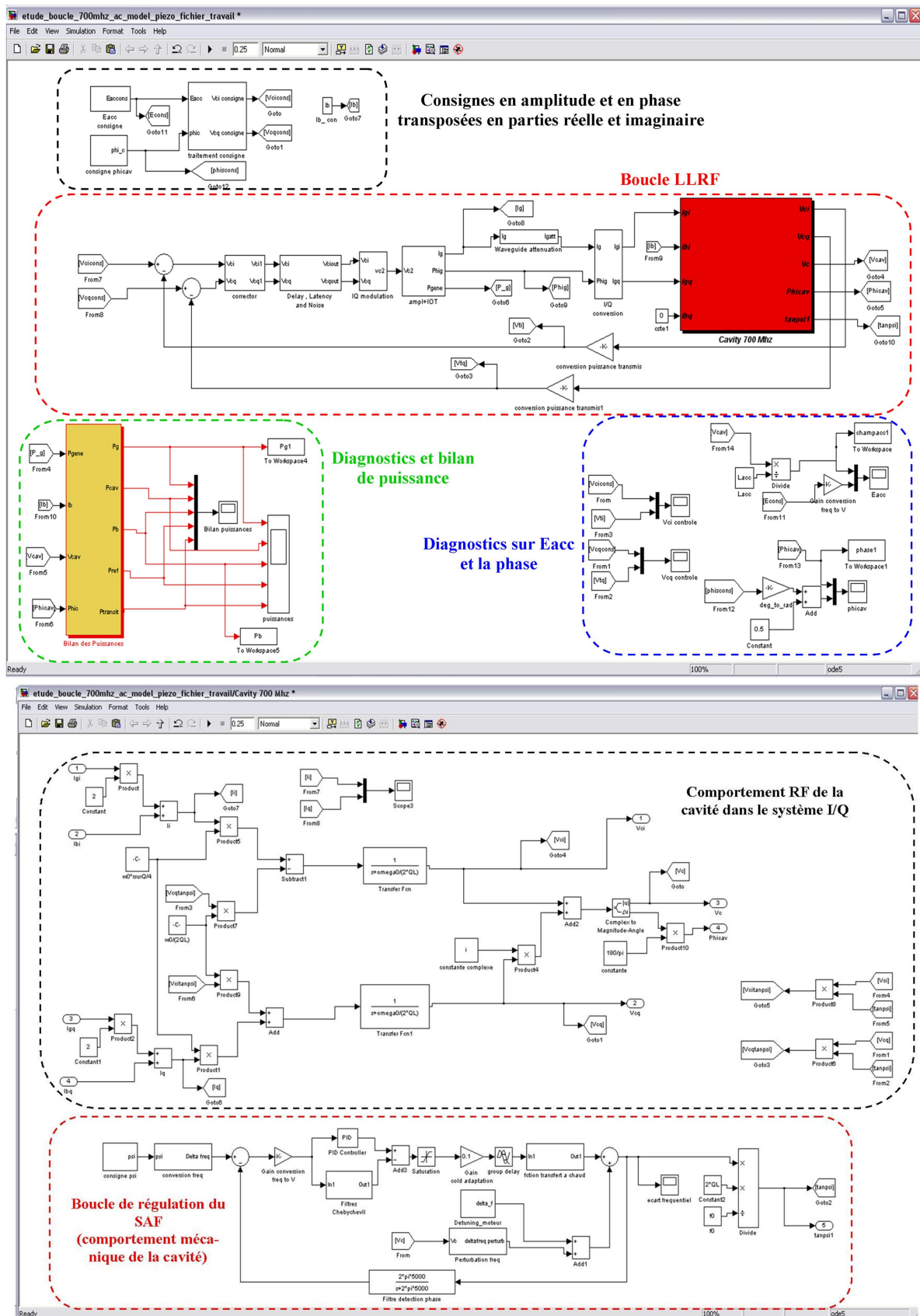


FIGURE 5.27 – En haut : vue globale du programme réalisé avec MATLAB Simulink. En bas : vue à l'intérieur du bloc « Cavity 700 MHz » du programme Simulink®.

5.3 Etudes de scénarii pour la tolérance aux fautes de l'accélérateur de MYRRHA

La fiabilité du linac supraconducteur repose en partie sur sa flexibilité, c'est-à-dire sur la capacité qu'auront les cavités à s'adapter à des modes de fonctionnement différents.

Du fait de son facteur de qualité très élevé, une cavité supraconductrice a une bande passante très étroite. On vient de le discuter, ceci a pour conséquence de la rendre très sensible aux perturbations mécaniques. Ainsi, si l'on souhaite augmenter rapidement le gradient accélérateur, il faut disposer de réserves en puissance importantes et d'un système d'accord mécanique précis et dynamique.

En se basant sur le modèle précédemment établi, on abordera, dans cette partie, la faisabilité des procédures de re-réglage rapide des cavités de l'accélérateur. On s'intéressera plus particulièrement au cas où une cavité perd son alimentation et où ses voisines doivent compenser son absence. On montrera notamment qu'une telle procédure de re-réglage pourrait être accomplie en un temps d'arrêt faisceau inférieur aux 3 secondes imparties par les critères de fiabilité de l'ADS MYRRHA.

On s'attardera aussi sur une procédure inverse, qui vise à remettre en service une cavité préalablement mise en faute. Enfin, avant d'apporter une conclusion à ce chapitre 5, on discutera le cas de l'expérience sur le « cryomodule 700 MHz » dont les conditions de fonctionnement diffèrent partiellement de celles de l'accélérateur de MYRRHA (Puissance disponible et couplage différents). Par la discussion de ce cas, on donnera les objectifs qu'il faut se fixer pour faire de notre dispositif expérimental un banc de test représentatif pour l'étude de fiabilité et de la tolérance aux pannes.

5.3.1 1^{er} scénario : Compensation d'une panne RF

Description du scénario

L'accélérateur sera considéré comme fiable si, pendant un cycle opératoire de trois mois, il ne tolère pas plus de 10 arrêts faisceau supérieurs à 3 secondes. Pour atteindre un tel objectif il est nécessaire d'une part d'identifier les éléments sujets à des pannes fréquentes et de prévoir des procédures de compensation de ces pannes pour maintenir le faisceau dans l'accélérateur.

Bien que le choix du type de technologie n'ait pas encore été arrêté pour les amplificateurs de puissance de l'accélérateur de MYRRHA, il est statistiquement établi que ces éléments sont sensibles (cf. *Partie 5.1*). Sollicités en permanence pour alimenter en continu les cavités, ils requièrent des systèmes de refroidissement et de nombreux éléments qui les composent sont sujets à l'usure.

Dans ce 1^{er} scénario, on s'est donc intéressé à la faisabilité d'une procédure de re-réglage rapide d'une partie des cavités, de la section « bêta 0,47 », si l'une d'entre elles vient à perdre

sont alimentation RF.

Les points de fonctionnements nominaux (champ accélérateur et phase synchrone), pour chacune des trente cavités qui composent cette section accélératrice, sont résumés en Figure 5.28.

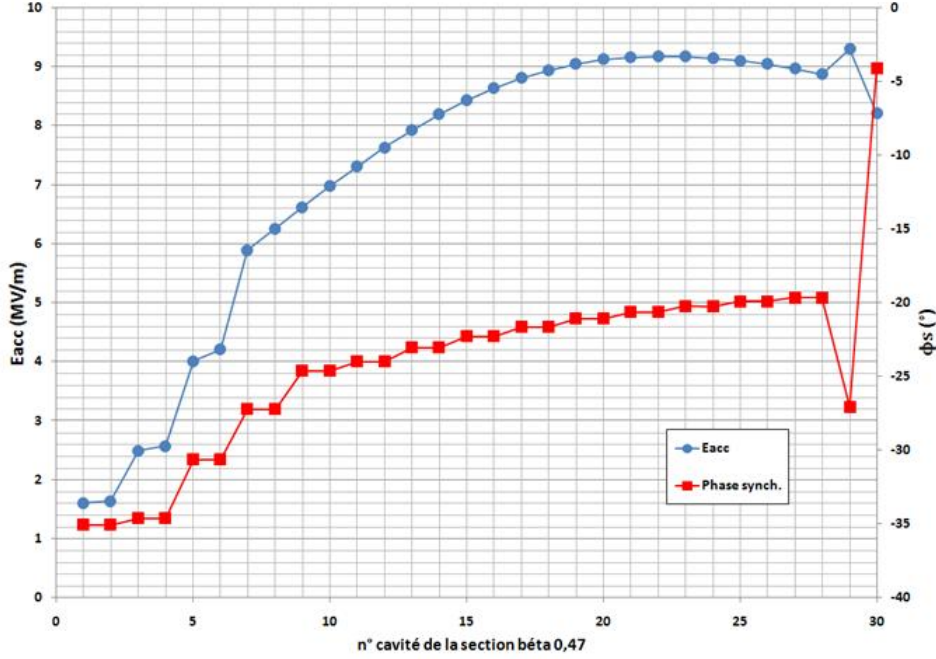


FIGURE 5.28 – Champ accélérateur et phase synchrone pour les trente cavités de la section « bêta 0,47 » en fonctionnement nominal.

Dans cette section accélératrice on s'intéresse au cas particulier d'une panne de la source RF qui alimente la cavité n° 9. Immédiatement après la rupture de la source RF, le gradient accélérateur chute dans cette cavité, les particules arrivent donc en retard dans la cavité suivante et l'accélération se fait dans des conditions de moins en moins bonnes à mesure que le champ accélérateur chute. Ceci provoque des pertes lorsque le faisceau commence à sortir de l'acceptance longitudinale du linac. On estime que ces pertes faisceau deviennent significatives à partir d'une durée d'environ $200 \mu s$ après la panne du générateur RF [131]. La mesure de ces pertes provoque l'arrêt du faisceau, via les systèmes de protection machine, car le linac ne peut plus opérer dans ces conditions.

Une méthode pour compenser cette faute a été proposée dans [131], elle montre qu'en modifiant l'amplitude du champ accélérateur et la phase synchrone des deux cavités en amont de la cavité défaillante (les cavités n° 7 et n° 8) et des deux cavités en aval (les cavités n° 10 et n° 11), on peut conserver une optique correcte dans l'accélérateur. Comme l'illustre la Figure 5.29, les résultats obtenus avec le code multiparticules TRACEWIN [130] montrent que, par cette méthode de compensation locale, la stabilité et l'énergie du faisceau peuvent

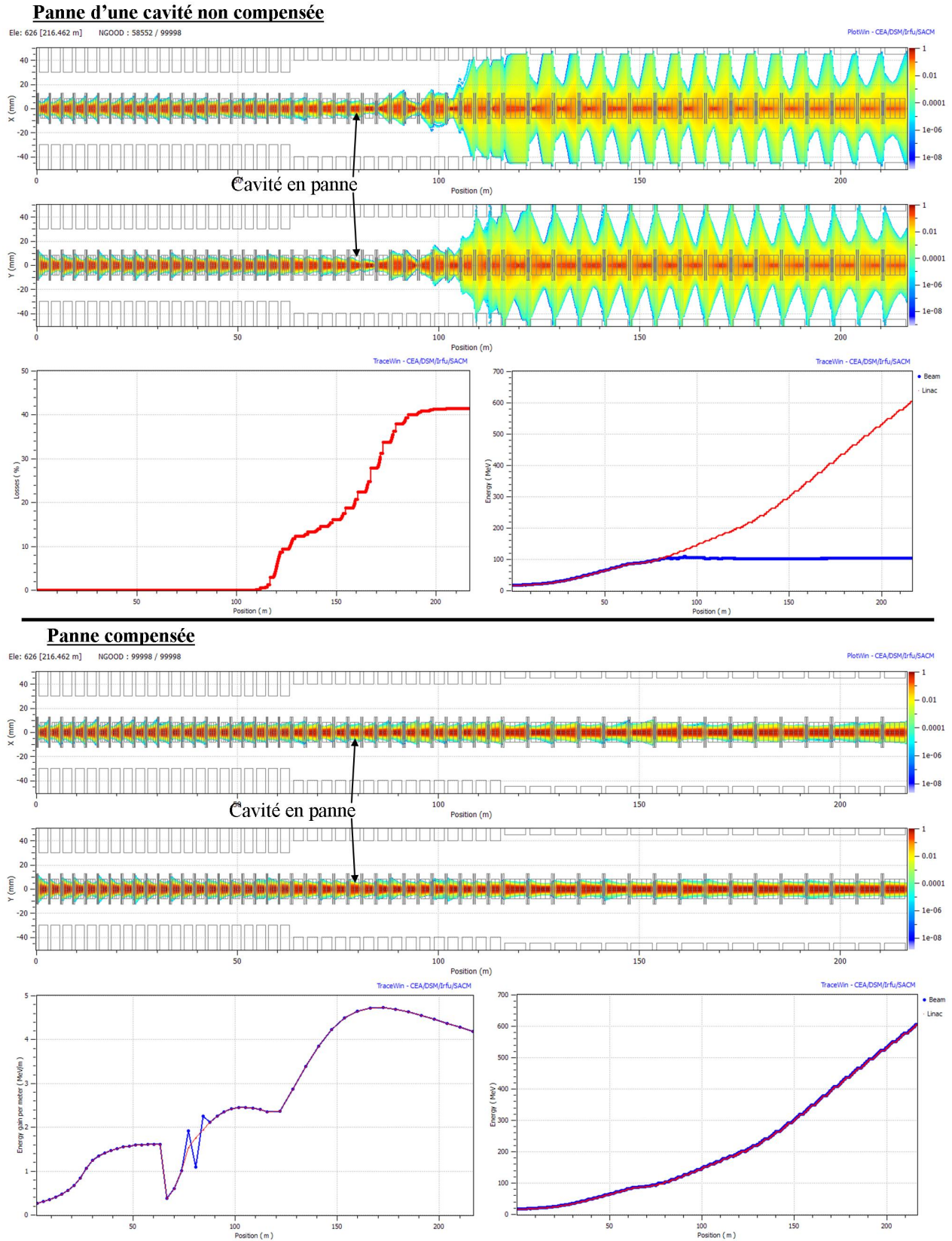


FIGURE 5.29 – Résultats d'étude sur la dynamique du faisceau dans le linac, pour la compensation d'une panne d'une cavité. (Source : Jean-Luc Biarrotte (IPNO).)

être maintenues en sortie du linac, bien qu'une cavité ne soit plus active. Les propriétés des cinq cavités concernées par ce scénario sont récapitulées dans le Tableau 5.2.

TABLEAU 5.2 – Paramètres des cinq cavités concernées par la panne (Les valeurs de E_{acc} et ϕ_s sont fixées par des études de dynamique faisceau).

n° cavité	Fonctionnement Nominal				Compensation d'une panne			
	E_{acc} (MV/m)	ϕ_s (°)	β_{moyen}	(r/Q) (Ω)	E_{acc} (MV/m)	ϕ_s (°)	β_{moyen}	(r/Q) (Ω)
7	5,90	-27,2	0,418	37,8	7,26	-26,1	0,419	38,7
8	6,26	-27,2	0,423	42,4	7,82	-28,2	0,425	44,2
9	6,62	-24,6	0,429	47,9	0	-90	0,428	46,9
10	7,0	-24,6	0,434	52,4	7,90	-14,8	0,432	50,6
11	7,32	-24,0	0,440	57,7	8,90	-8,9	0,439	56,8

Il faut maintenant démontrer que l'on peut procéder à un tel re-réglage des cavités dans un laps de temps inférieur à 3 secondes. Pour cela on s'est intéressé plus particulièrement aux deux cavités les plus critiques :

- la cavité n° 9, qui devient inexploitable, ne devra pas gêner la progression et la stabilité du faisceau.
- la cavité n° 11, qui est la cavité dont les variations de phase et du gradient accélérateur seront les plus importantes parmi les quatre cavités de compensation.

Les chronogrammes de la Figure 5.30 donnent une description des consignes qui seront envoyées aux systèmes LLRF et aux actionneur des systèmes d'accords installés sur les deux cavités.

Au temps $t = 0$, les deux cavités sont en fonctionnement nominal et la panne survient sur la source RF de la cavité n°9. Au bout de 200 μs on détecte les premières pertes significatives et le faisceau est arrêté.

Après l'interruption du faisceau, on considère qu'il faudra par exemple ~ 50 ms pour identifier l'élément défaillant de l'accélérateur et lancer la procédure de réglage rapide. A ce moment les consignes envoyées aux cavités sont les suivantes :

Pour la cavité n° 9 :

- La boucle de régulation est ouverte et plus aucun signal n'est injecté dans la cavité. Sur le chronogramme de la Figure 5.30, ceci est symbolisé par $E_{acc} = 0$ MV/m et la consigne sur ϕ_s est à une valeur quelconque. La consigne sur le champ accélérateur est mise à zéro car la cavité ne sera pas utilisée.
- La nouvelle consigne sur Δf_{SAF} est fixée à + 100 kHz
Les actionneurs piézoélectriques seront alors alimentés à une tension maximale de 200 V, pour désaccorder au maximum la cavité afin de minimiser les pertes en énergie du faisceau. En effet, le passage des paquets de particules peut exciter le mode de résonance de la cavité et ainsi perturber le passage des prochains paquets. Pour minimiser cet effet

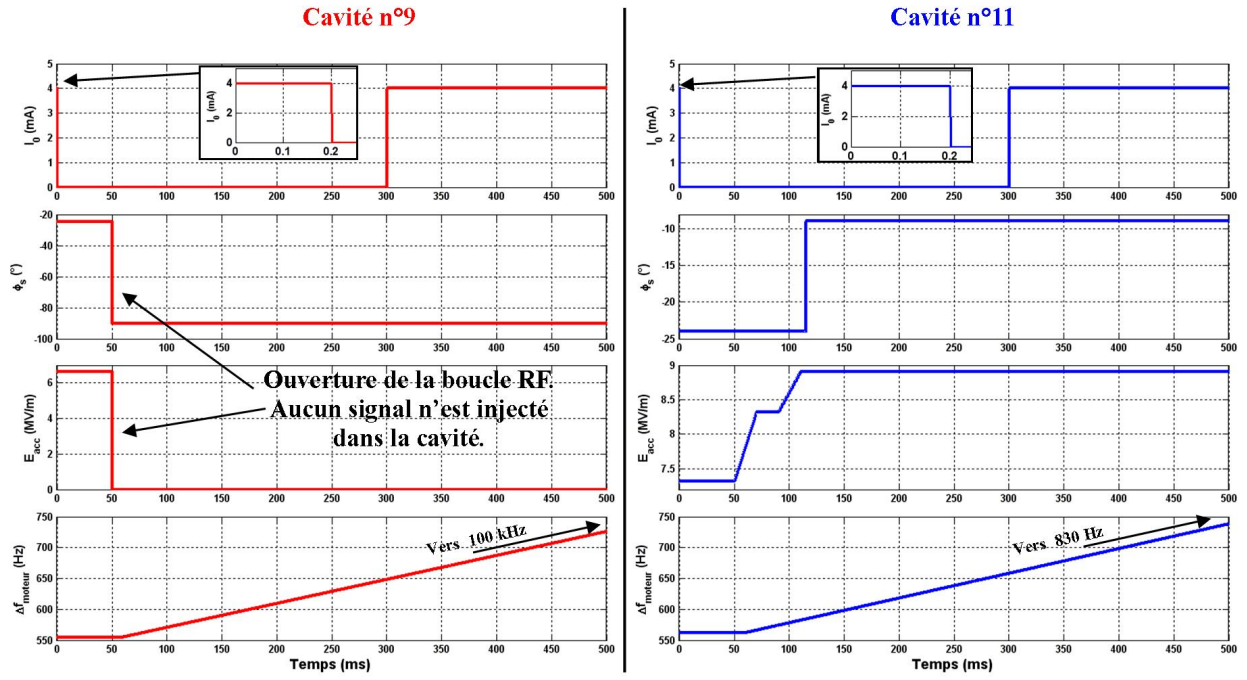


FIGURE 5.30 – Chronogrammes descriptif du scénario pour les deux cavités à l'étude.

il faut éloigner au plus possible la fréquence de résonance de la cavité, f_{cav} , de celle du faisceau f_0 .

- Afin d'aider les actionneurs piezoélectriques à augmenter f_{cav} , le moteur du système d'accord est actionné. Cependant, d'après les premières mesures effectuées sur le cryo-module 700 MHz, sa vitesse est relativement lente, environ 400 Hz/s (on reviendra sur cet aspect un peu plus tard).

Toutefois, pour le scénario étudié ici on souhaite remettre en service le faisceau 300 ms après la détection de la panne car, en parallèle, on a réglé les voisines de la cavité défaillante, et notamment la cavité n° 11.

Pour la cavité n°11 :

- La consigne sur le champ accélérateur est augmentée progressivement jusqu'à 8,9 MV/m. Durant cette montée en champ, on observe un palier de 20 ms pour laisser le temps au système d'accord de compenser les effets des forces de Lorentz et ainsi éviter la saturation de l'amplificateur RF.
- Une fois que le champ a atteint sa valeur finale, un échelon de consigne est appliqué pour fixer la phase à une valeur de $-8,9^\circ$.
- Ces changements de consignes ont un impact sur la valeur de Δf_{SAFOpt} que devra appliquer le système d'accord pour compenser les forces de Lorentz. Initialement cette valeur était de 562 Hz, mais avec les nouvelles consignes on a $\Delta f_{SAFOpt} = 830$ Hz. Le moteur est actionné pour atteindre ce nouveau point de fonctionnement statique, ainsi

il permet de soulager, à terme, l'action des éléments piézoélectriques.

Déroulement de la procédure

Le scénario des chronogrammes de la Figure 5.30 a été simulé grâce au programme décrit dans la *Partie 5.2*. Les paramètres de calculs sont répertoriés dans le Tableau 5.1, sauf pour les (r/Q) des deux cavités, car ce paramètre dépend de la vitesse des particules (cf. Tableau 5.2). Les valeurs de phase synchrone et de E_{acc} changent aussi au cours du temps selon les valeurs de consignes.

Pour la cavité n° 9, les résultats de la simulation sont donnés sur la Figure 5.31. A $t = 0$ ms, le générateur RF tombe en panne, sa puissance P_g passe donc à zéro. Par conséquent, la puissance fournie au faisceau P_b chute aussi brutalement. Le faisceau ne sort plus de la cavité dans les bonnes conditions ce qui engendre rapidement des pertes dans les éléments suivants et provoque l'arrêt temporaire de l'accélérateur.

A $t = 50$ ms, on estime que le générateur défaillant a été identifié par le système de contrôle global de l'accélérateur, la consigne sur le champ est mise à zéro, ce qui n'a ici aucune incidence car la cavité est déjà déchargée et la boucle LLRF est définitivement ouverte.

Sur le tracé de Δf_{cav} (cf. Figure 5.31), on voit l'effet immédiat des actionneurs piézoélectriques poussés au maximum de leurs capacités (tension maximum de 200 V). La fréquence de résonance de la cavité f_{cav} est ainsi éloignée de plus de 1 kHz de la fréquence de l'accélérateur f_0 , soit plus de dix fois la bande passante de la cavité.

Notons que cette grandeur n'est en réalité plus mesurable, car aucun signal RF est injecté dans la cavité et il n'y a plus de faisceau. Dans un cas réel, afin de s'assurer que l'effet du système d'accord a bien eu lieu, il faudrait mesurer le déplacement mécanique des actionneurs piézoélectriques par le biais d'un capteur mécanique (par exemple, à l'aide de jauges de contraintes micrométriques).

Le moteur, quant à lui, est activé en même temps que les éléments piézoélectriques. Il permet d'imposer un désaccord plus conséquent mais sa vitesse est plus lente. Son effet est mis en évidence par le tracé (en bas à droite) de la Figure 5.31 où l'on peut constater la dérive lente de Δf_{cav} sous l'action du moteur.

Dans ce scénario, le faisceau est remis en service bien avant que le moteur ait fini son action. A $t = 300$ ms, lorsque les premiers paquets traversent la cavité n°9 en panne, on peut observer un effet de « beam loading », qui donne une réponse oscillante sur le champ électrique créé par le faisceau, dans la cavité. Cet effet transitoire est cependant amorti au bout de 10 ms et la perte de puissance du faisceau se stabilise autour de 20 W. Ce qui représente environ 0,005 % de la puissance du faisceau sachant qu'à cette position dans l'accélérateur sa puissance est de l'ordre de 400 kW ($I_0 = 4$ mA et $E_c \approx 100$ MeV).

Néanmoins, cet effet de charge peut s'avérer néfaste pour la suite de l'accélération dans le linac. En effet, si l'on regarde l'amplitude du champ créé dans la cavité, celui-ci atteint

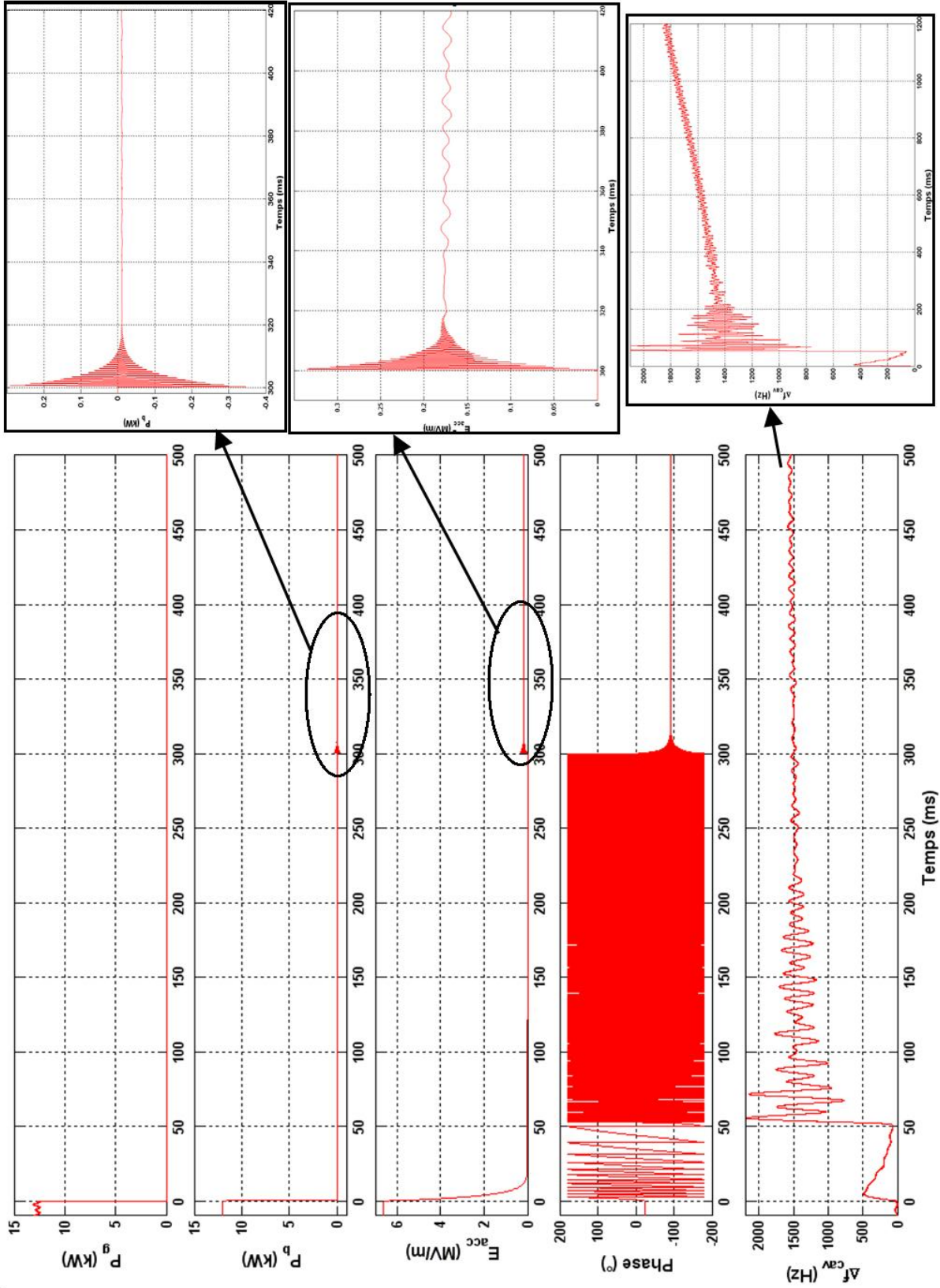


FIGURE 5.31 – Evolution au cours du temps de P_g , de P_b , de E_{acc} , de ϕ_s et de Δf_{cav} pour la cavité n° 9. L'effet de « beam loading » lorsque la cavité n'est plus alimentée par son amplificateur défaillant, ainsi que l'effet du moteur sur la fréquence de résonance de la cavité sont mis en évidence.

une valeur maximum de 350 kV/m, lors du phénomène d'oscillations amorties, avant de se stabiliser autour de 180 kV/m. Sachant que $L_{acc} = 0,5$ m, la perte d'énergie maximale du faisceau de protons est alors de 175 keV et ensuite elle se stabilise autour de 60 keV. Or, pour cette cavité en fonctionnement nominal, on ne pouvait tolérer qu'une erreur sur le gain en énergie de 17,5 keV. Il faudrait donc limiter cet effet de décélération en dessous de cette valeur, pour être sûr de ne pas perturber l'accélération du faisceau dans la cavité suivante.

Cette décélération vient du fait que Δf_{cav} n'est pas assez grand à $t = 300$ ms, car l'effet du moteur est encore minime. En utilisant les équations 2.74 et 2.75, il est possible d'exprimer Δf_{cav} en fonction de la tension V_b , générée par un faisceau de courant I_{b0} , dans la cavité.

$$\Delta f_{cav} = f_0 \sqrt{\frac{(r/Q)^2 I_{b0}^2}{V_b^2} - \left(\frac{1}{2Q_L}\right)^2} \quad (5.62)$$

On peut donc calculer la valeur de Δf_{cav} , pour laquelle on limite $V_b \leq 17,5$ kV :

$$\Delta f_{cav}(V_b = 17,5 \text{ kV}) = 12,8 \text{ kHz} \quad (5.63)$$

Or pour que le moteur permette d'atteindre un tel désaccord en fréquence (avec une vitesse de 400 Hz/s), il faudrait attendre une trentaine de secondes. Des études de dynamique du faisceau permettront de confirmer si l'on peut « vivre » avec cette cavité devenue perturbatrice pendant que le moteur termine son action.

Néanmoins, connaissant l'effet de ce phénomène transitoire, avec un système additionnel de « feed-forward » [140] sur les cavités de compensation placées en aval de la cavité n°9, il serait éventuellement envisageable de corriger les pertes pendant ces 30 secondes critiques. Mais surtout, ce que l'on montre ici, c'est que pour s'affranchir de ces perturbations décélératrices, il faut que le moteur change la fréquence de résonance de la cavité à une vitesse de ~ 5 kHz/s.

Les évolutions des différentes grandeurs qui caractérisent le fonctionnement de la cavité n° 11 pendant la procédure de re-réglage sont représentées sur la Figure 5.32.

Après l'arrêt du faisceau la puissance nécessaire pour maintenir le champ électrique dans la cavité est moins importante, elle se stabilise à une valeur environnant les 5 kW. A bout de 50 ms lorsqu'on commence à augmenter le champ dans la cavité vers sa nouvelle valeur de consigne, la puissance P_g croît rapidement du fait de l'augmentation des forces de Lorentz dans la cavité. On comprend ici l'intérêt du « plateau » dans la montée en champ qui laisse le temps au système d'accord de compenser les forces de Lorentz et donc d'éviter la saturation à 30 kW. Notons que le nouveau champ accélérateur est tout de même atteint en 60 ms.

Une fois que la consigne en champ est atteinte, on change la consigne sur la phase. On met en évidence qu'un changement brusque sur la phase perturbe E_{acc} , bien que cette perturbation soit rattrapée sans problème par le système LLRF en 3 ms. Cet échelon de consigne assez violent provoque notamment la saturation de la source RF. Si l'on souhaite minimiser cet effet, il est possible d'envisager un changement progressif de la phase.

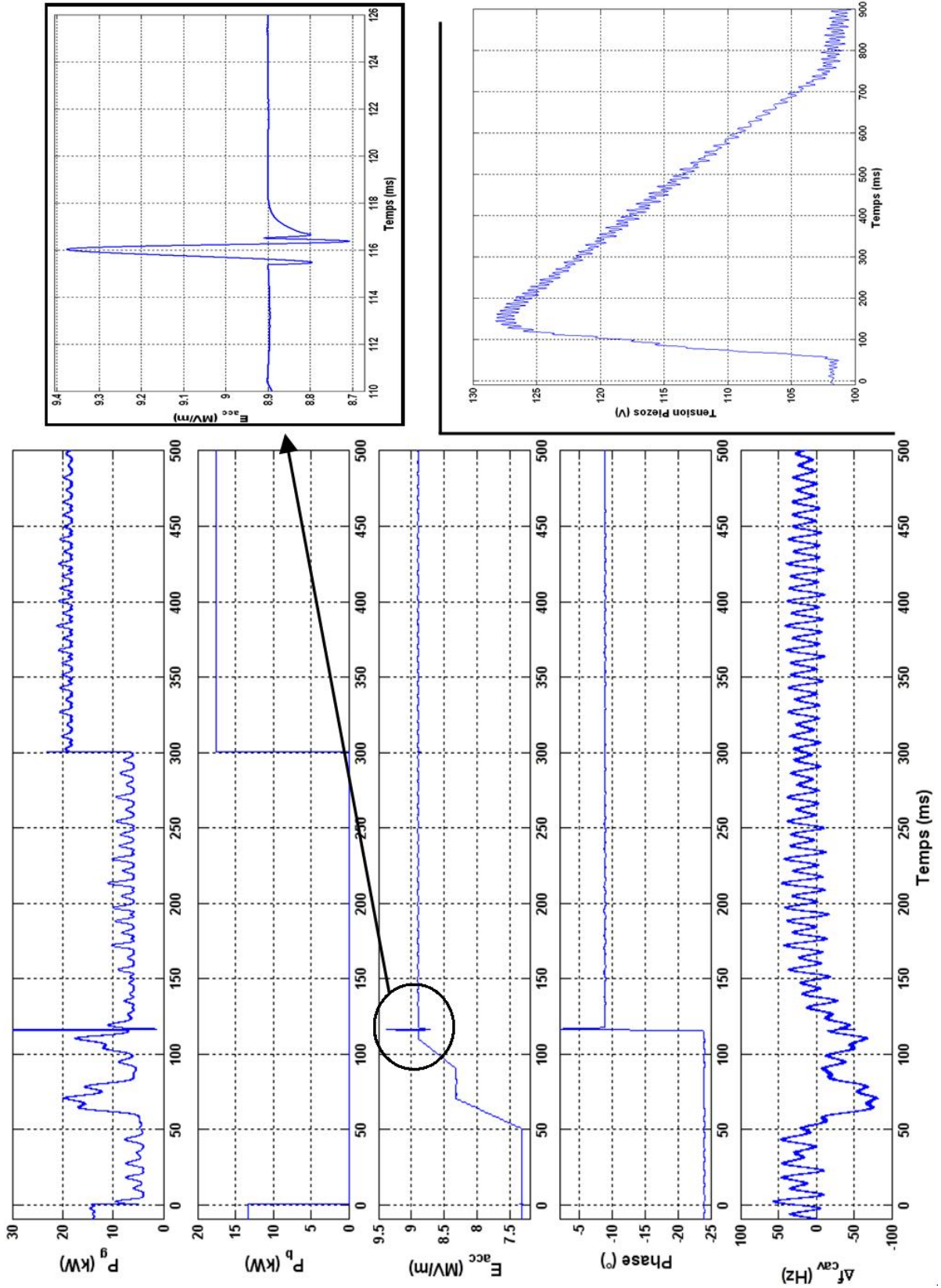


FIGURE 5.32 – Evolution au cours du temps de P_g , de P_b , de E_{acc} , de ϕ_s et de Δf_{cav} pour la cavité n° 11. On a aussi mis en avant l'effet sur le champ électrique d'un changement de phase brusque, ainsi que l'effet sur la tension des actionneurs piézoélectriques de la remise en position (« lente ») du système d'accord par le moteur.

Toutefois, on montre que 300 ms après la panne qui a provoqué l'arrêt du faisceau, la cavité n°11 est stabilisée à son nouveau point de fonctionnement ; elle est prête pour accélérer le faisceau. À $t > 300$ ms, on constate bien que la puissance du générateur, P_g , et la puissance fournie au faisceau, P_b , sont plus importantes que dans le cas nominal, car on compense l'inaction de la cavité n°9.

Enfin, l'effet du moteur qui a lui aussi été actionné pour re-régler l'accord en fréquence de la cavité, est seulement perceptible sur la tension d'alimentation des actionneurs piézoélectriques. Cette tension diminue au fur et mesure que le moteur augmente l'effort sur la cavité. Ainsi, l'effet de ce réglage lent n'est pas visible sur la fréquence de résonance de la cavité, mais il permet seulement de « soulager » l'effort des actionneurs piézoélectriques. Notons cependant que l'action du moteur n'était pas obligatoire, car la tension sur les piezoélectriques n'était que de 130 V, soit 70 V en dessous de leur tension d'alimentation maximum. Mais il permet quand même de les ramener dans une plage de fonctionnement moyenne autour d'une tension de travail de l'ordre de 100 V.

Conclusion

Par l'étude de ce scénario, on a ici montré qu'il est possible, avec un système d'accord « rapide », de compenser la faute d'une cavité en 300 ms, soit une période dix fois inférieure au temps dont on dispose. À un bémol près tout de même, la cavité devenue inactive engendre n'a pas tout à fait le temps d'être mise hors fréquence. Même si on attend 3 secondes, la cavité n°9 sera seulement désaccordée de ~ 3 kHz, et la décélération par effet de « beam loading » sera alors d'environ 56 keV avec un maximum à 250 keV. Ces perturbations peuvent s'avérer gênantes pour la stabilité en énergie en sortie du linac. Si cela est confirmé par une étude sur la dynamique du faisceau, il faut se fixer comme objectif d'améliorer le fonctionnement du SAF pour que celui-ci agisse sur la fréquence de la cavité à une vitesse de 5 kHz/s.

Dans ces conditions, on a montré que bien qu'une cavité soit inutilisable, le linac peut continuer son fonctionnement et fournit toujours un faisceau de 600 MeV, pendant que l'on procède à la réparation ou au changement de l'amplificateur RF défectueux.

Une fois cette opération effectuée, on peut même envisager de remettre en service la cavité inutilisée, afin de relâcher les contraintes sur les quatre cavités de compensation.

5.3.2 2^{ème} scénario : Retour au fonctionnement nominal

Description du scénario

On se place maintenant dans le cas où il est possible de rétablir le fonctionnement de la cavité n° 9. Les chronogrammes de la Figure 5.33 décrivent la procédure que l'on souhaite réaliser.

Initialement, le faisceau est présent dans le linac, la cavité n° 9 est désaccordée et elle ne fournit aucun champ accélérateur. Les boucles de régulation (LLRF et SAF) sont ouvertes, on considère simplement que l'on a préalablement mis en marche le moteur pour ramener lentement la fréquence de résonance de la cavité proche de sa valeur optimale. A noter que l'on fait ici l'hypothèse que la décélération engendrée dans la cavité est compensée dans la suite du linac, car f_{cav} est seulement 1 kHz au dessus de f_0 .

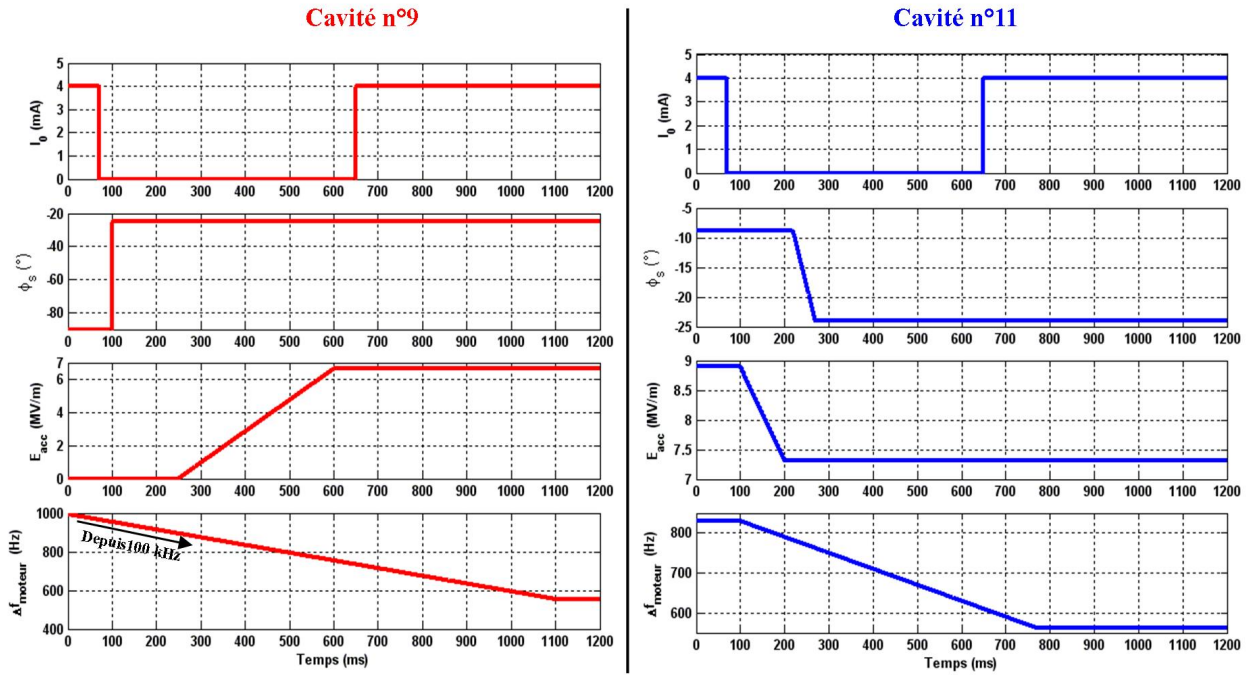


FIGURE 5.33 – Chronogrammes descriptifs du scénario pour les deux cavités à l'étude.

Donc, à $t = 70$ ms lorsqu'on arrête le faisceau, toutes les boucles sont ouvertes sur la cavité n°9 et le moteur a déjà entamé son action. Puis on change la consigne sur la phase pour la fixer à sa valeur nominale, $\phi_s = -24,6^\circ$. Ensuite, on ferme les boucles de régulation et on commence à augmenter le champ électrique dans la cavité. La consigne sur le champ électrique est une rampe de 350 ms, ce qui laisse le temps au système d'accord rapide de compenser les forces de Lorentz qui augmentent dans la cavité. Enfin, à $t = 1200$ ms, le moteur a atteint une position où la fréquence de résonance de la cavité est optimale, les actionneurs piézoélectriques agissent seulement pour compenser les microphonies.

En ce qui concerne la cavité n° 11, il faut redescendre son gradient accélérateur et ajuster sa phase, tout comme pour les trois autres cavités utilisées pour compenser la panne de la n° 9.

Une fois le faisceau arrêté, on redescend progressivement le champ accélérateur à sa valeur de 7,32 MV/m. Ensuite, on change la consigne sur la phase, par une rampe, contrairement au cas précédent où l'on avait appliqué un échelon ; ceci aura pour but d'éviter tout dépassement sur E_{acc} . Enfin le moteur sera lui aussi utilisé pour ramener le réglage statique de la cavité à la fréquence de résonance optimale, qu'il devrait atteindre en 670 ms.

Déroulement de la procédure

Les résultats des simulations sont donnés en Figure 5.34 pour la cavité n°9 et en Figure 5.35 pour la cavité n° 11 de la section « bêta 0,47 ».

Pour la cavité n° 9, ces résultats montrent qu'il est possible de rétablir le gradient accélérateur nominal dans la cavité en un peu plus de 500 ms.

Initialement la cavité n'accélère pas le faisceau, et comme le moteur est activé pour rapprocher f_{cav} de sa valeur optimale, on observe une diminution sur la puissance du faisceau de l'ordre de 25 W, et on se trouve dans un cas similaire au précédent avec une décroissance sur l'énergie de 100 keV. Notons que, comme dans le cas précédent, si le SAF « lent » est actionné à une vitesse un peu plus élevée de 5 kHz/s et si l'on étale la procédures sur 3 secondes, ce problème de décélération est fortement minimisé.

Ensuite, lorsque le faisceau est arrêté pour le redémarrage de la cavité n°9, on peut notamment voir l'action du système d'accord lorsque $t \approx 500$ ms. A ce moment, le gradient accélérateur est proche de sa valeur finale et l'influence des forces de Lorentz sur la fréquence de la cavité devient de plus en plus importante ce qui pousse vers une surconsommation de la puissance P_g . Toutefois, le système d'accord rapide permet de compenser cet effet et minimise la puissance générateur aux alentours de 5 kW avant l'injection du faisceau. Ainsi, en évitant la saturation du générateur, on garantit la stabilité du champ et de sa phase.

La Figure 5.35, montre le re-réglage de la cavité n° 11 qui est moins critique que celui de la n° 9, car l'écart à combler sur la valeur du gradient est moins importante. Ainsi, la procédure peut se dérouler sur une période plus courte.

Le champ électrique diminue bien en même temps que la consigne et l'écart dû aux forces de Lorentz est, ici encore, compensé par le système d'accord rapide. On constate que la rampe sur la phase n'engendre aucune perturbation sur la valeur du champ, contrairement au cas où un échelon de consigne était appliqué dans le 1^{er} scénario.

Enfin, tout comme dans le cas précédent la stabilité de la fréquence de résonance est assurée par l'effet combiné du moteur et des actionneurs piézoélectriques. Les oscillations sur cette fréquence de résonance sont dues au microphonies, elles sont atténuées par les filtres correcteurs de la boucle du SAF et par le générateur RF de la boucle LLRF afin de garantir $|\Delta\phi_s| < 0,5^\circ$.

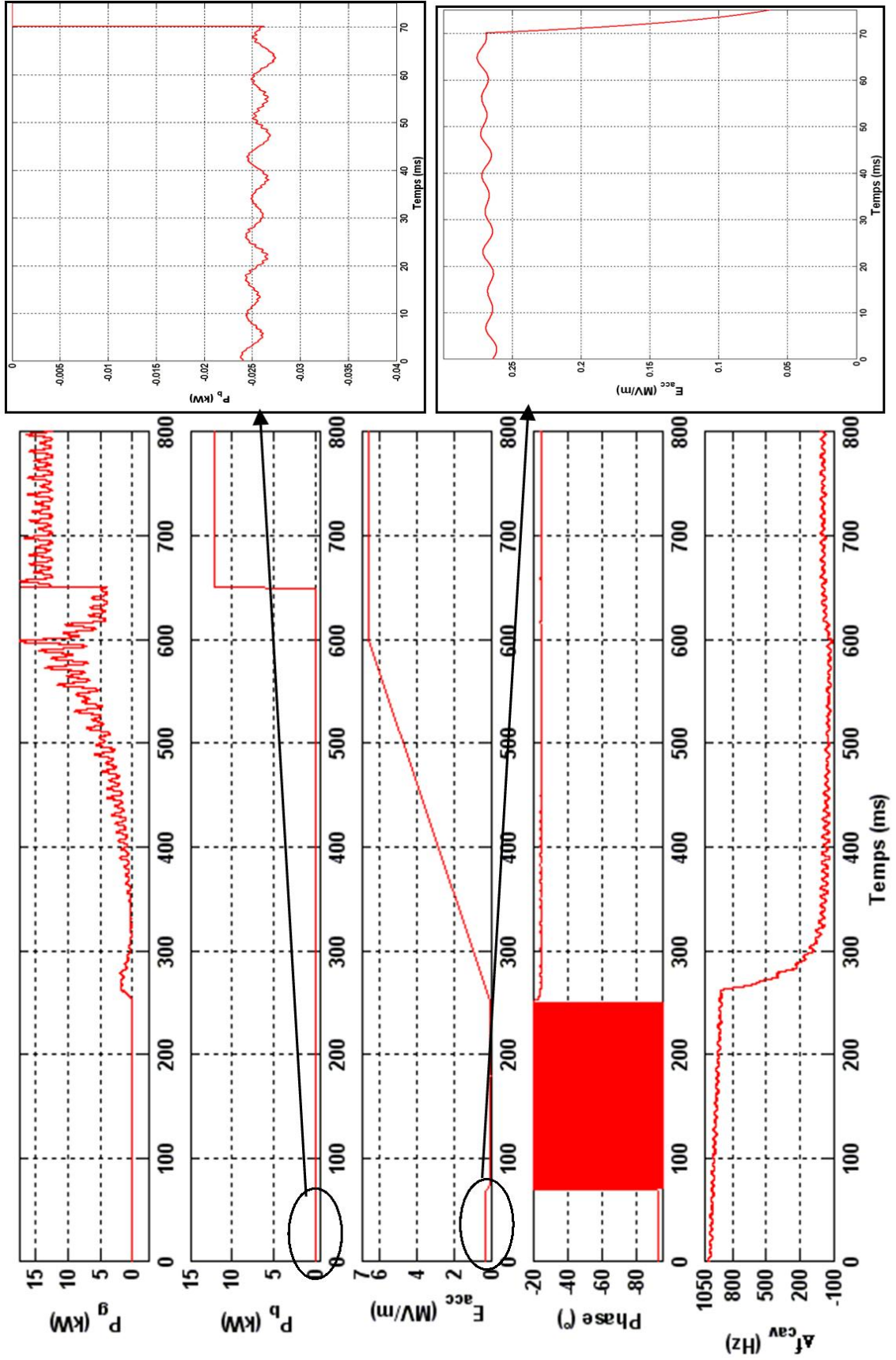


FIGURE 5.34 – Evolution au cours du temps de P_g , de P_b , de E_{acc} , de ϕ_s et de Δf_{cav} pour la cavité n°9.

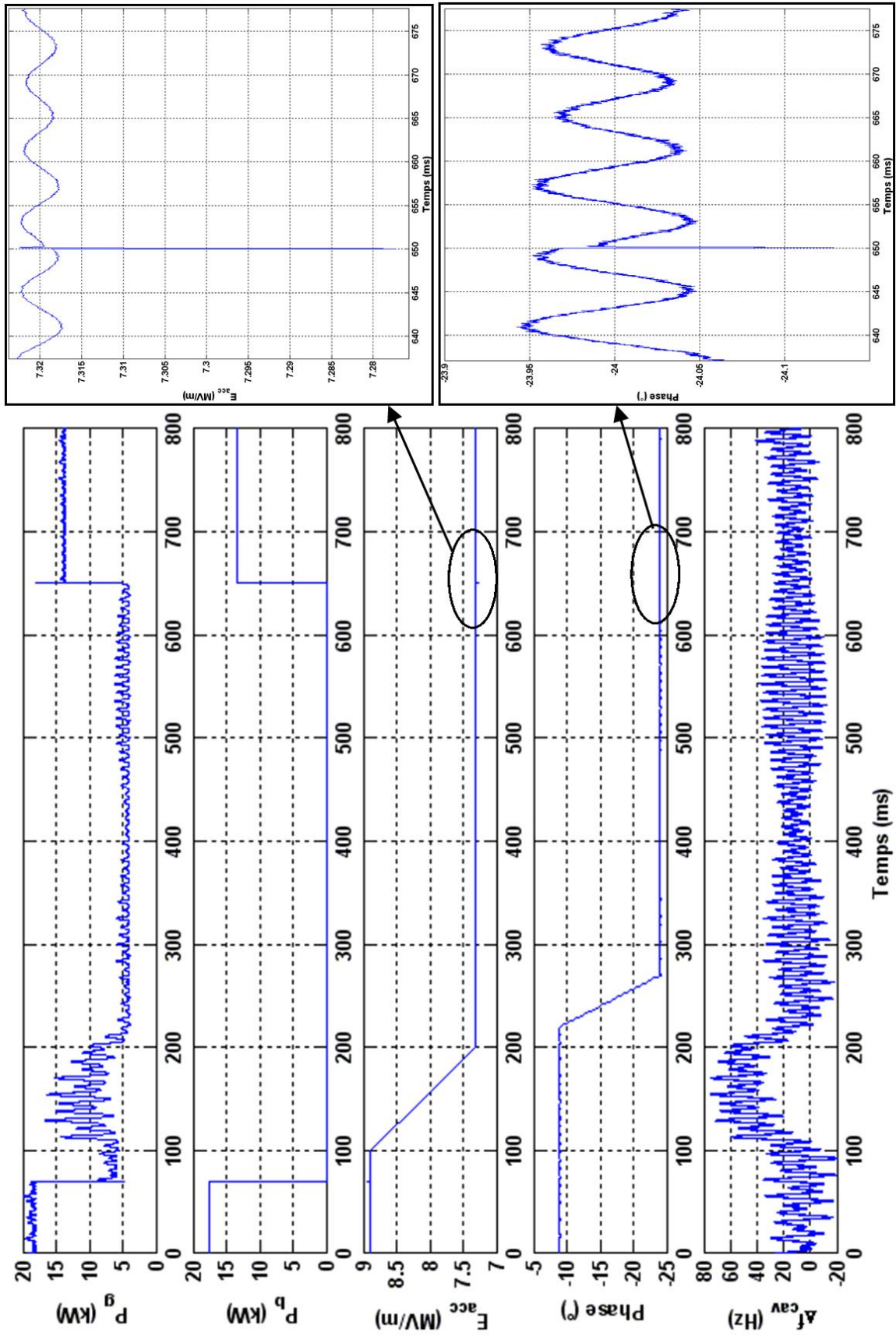


FIGURE 5.35 – Evolution au cours du temps de P_g , de P_b , de E_{acc} , de ϕ_s et de Δf_{cav} pour la cavité n°11.

Conclusion

On a montré que tout comme il était possible de compenser la panne d'une cavité en moins de 3 secondes, il est aussi possible de réactiver cette cavité et de rétablir le fonctionnement nominal de l'accélérateur. Comme pour le premier scénario, l'obtention de tels résultats repose sur les bonnes performances et la rapidité du système numérique LLRF mais aussi sur le fait qu'on dispose d'un système d'accord fiable, avec un temps de réponse de l'ordre de la milliseconde.

5.3.3 3^{ème} scénario : Le cas du cryomodule 700 MHz prototype à l'IPNO

Le cas du cryomodule 700 MHz et de sa cavité prototype diffère de celui étudié dans les scénarii précédents. En premier lieu, lors des tests de ce cryomodule il n'y a pas de faisceau. Ensuite, on dispose de réserves de puissance bien plus importantes que ce qui est envisagé pour le linac de MYRRHA : L'IOT Thales 793-1 peut amplifier un signal RF jusqu'à 80 kW¹⁵. Le couplage est lui aussi différent. Sachant que les tests de ce prototype seront menés sans faisceau, il a été estimé qu'un couplage de $Q_i = 1.10^7$ serait souhaitable afin de limiter la consommation de la puissance RF lors des montées en champ rapide dans la cavité, tout en gardant une configuration similaire à celle d'une cavité installée sur un accélérateur de forte puissance [124].

En plus d'être un prototype pour l'étude des performances d'un module accélérateur supraconducteur de forte puissance, cette installation a pour but de vérifier expérimentalement les raisonnements que l'on vient de mener concernant les procédures de réglages rapides des cavités.

Scénario pour le test des boucles de régulation

Pour se fixer un objectif expérimental dans notre étude de faisabilité de la tolérance aux fautes, on a défini un scénario qui permettrait de tester : la régulation LLRF et le réglage des correcteurs, ainsi que les performances de la boucle rétroactive du SAF.

Ce scénario est décrit par la Figure 5.36, et les paramètres des différents éléments qui composent les boucles de régulation sont recensés dans le tableau 5.3. Dans cet exemple on considère qu'il n'y a pas de perturbation microphonique, seule une dérive lente due aux variations de pression du bain d'hélium est implémentée. Comme le faisceau n'est pas présent et que l'on ne s'intéresse pas à une cavité ayant une position particulière dans le linac, les valeurs du gradient accélérateur et du (r/Q) sont données pour la vitesse réduite β_g .

Ce scénario propose de passer en revue dans un temps inférieur à la seconde les différentes sollicitations auxquelles devrait être soumis une cavité et son système d'accord, dans l'accélérateur de la machine MYRRHA, lors des procédures de compensation d'une panne.

Pour la simulation de la Figure 5.36, on considère que le moteur est fixe. Il est positionné pour compenser les forces de Lorentz de façon optimale lorsque le champ accélérateur sera égal à $E_{acc}(\beta_g) = 8,5$ MV/m. Lorsque le faisceau est absent, on a $\psi_{opt} = \phi_s = 0$ donc $\Delta f_{opt} = 0$. Par conséquent, en s'appuyant sur l'équation 5.38, on a :

$$\Delta f_{moteur} = \Delta f_{SAF_{opt}} = -\Delta f_L(E_{acc}(\beta_g = 0,47) = 8,5 \text{ MV/m}) = 531 \text{ Hz}$$

Les résultats de cette simulation montrent qu'il est possible, sur une durée inférieure à une seconde, d'appliquer une série de consignes successives afin de mettre à l'épreuve les deux boucles de régulation et de vérifier leur rapidité et leur précision.

15. Le dimensionnement du besoin en puissance pour cette expérience était initialement basé sur les critères requis pour accélérer un faisceau de 20 mA à 1 GeV, en vue d'une application industrielle d'un ADS de forte puissance.

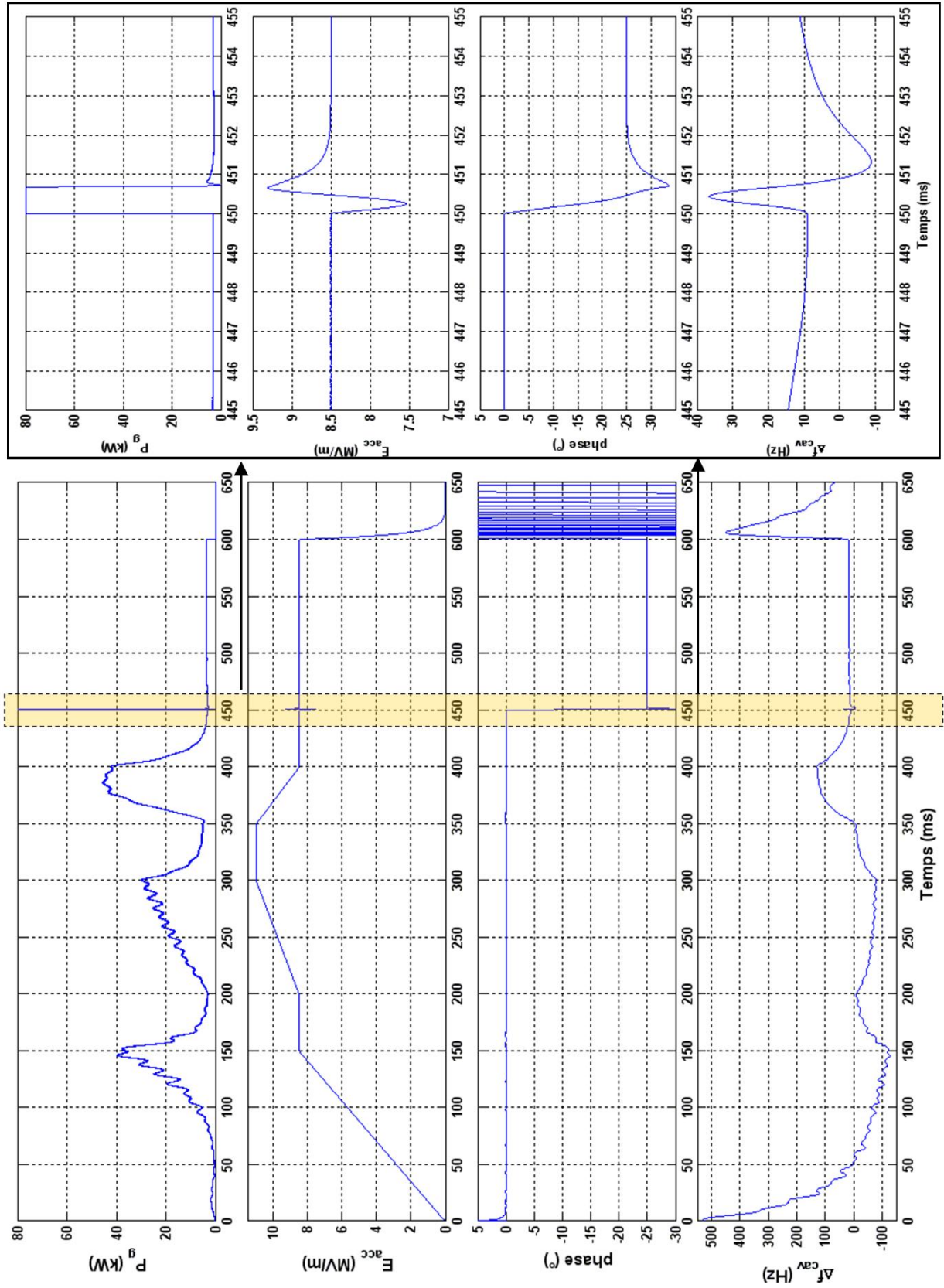


FIGURE 5.36 – Objectif à remplir pour le développement d’une cavité accélératrice supraconductrice régulée en champ et en fréquence. Evolution au cours du temps de P_g , de P_b , de E_{acc} , de ϕ_s et de Δf_{cav} .

TABLEAU 5.3 – Paramètres de simulation.

Cavité			
vitesse réduite, β	0,473	Q_0	1.10^{10}
$(r/Q)(\beta = 0,47)$	$79,5 \Omega$	const. méca. , τ_m	1 ms
$Q_i \sim Q_L$	1.10^7	coeff. Lorentz, k_L	$7,5 \text{ Hz}/(\text{MV}/\text{m})^2$
Perturbations			
Pas de perturbation microphonique			
Fréq. variations bain He	1 Hz	Ampl. variations bain He,	10 Hz
Boucle LLRF			
Correcteur proportionnel sur V_{cI}, K_{gI}	140	Puissance RF max.	80 kW
Correcteur intégral sur V_{cI}, K_{iI}	$3,5.10^6 \text{ s}^{-1}$	Fréq. coupure ampli. RF	4 MHz
Correcteur proportionnel sur V_{cQ}, K_{gQ}	110	la variation du gain en fonction de la puissance délivrée par l'IOT THALES 793-1 est prise en compte	
Correcteur intégral sur V_{cQ}, K_{iQ}	3.10^5 s^{-1}	Fréq. coupure Modulateur I/Q	100 MHz
Retard Boucle, T_d	$6 \mu\text{s}$	Bruit système numérique, $\Delta V/V$	0,1%
Temps échantillonnage, T_s	$1 \mu\text{s}$		
Boucle SAF			
Correcteur proportionnel SAF, K_{gSAF}	0,5	Retard boucle, T_d	$6 \mu\text{s}$
Correcteur intégral SAF, K_{iSAF}	50 s^{-1}	f_{Dp}	5 kHz

Pour cela, on débute avec un champ nul dans la cavité. Puis on applique une rampe de consigne de 150 ms afin d'augmenter le champ jusqu'à sa valeur nominale de 8,5 MV/m en maintenant la phase à 0° . La puissance maximum P_g nécessaire sera alors de l'ordre de 40 kW avant que le système d'accord puisse réellement prendre le pas sur les forces de Lorentz.

Ensuite, on procède à une nouvelle rampe de consigne sur le champ accélérateur afin de simuler un réglage rapide, similaire à celui de la cavité n° 11 décrit dans le 1^{er} scénario.

Encore une fois, il est important de tester le bon comportement du système d'accord qui permet de compenser progressivement les forces de Lorentz. Ensuite, il est possible de vérifier que la procédure inverse de descente du champ accélérateur se déroule sans accroche. On peut aussi tester l'effet d'un changement brutal sur la consigne en phase, en observant la saturation de l'IOT et les dépassements sur les réponses du champ électrique, de la phase et de Δf_{cav} . Enfin la cavité sera déchargée au bout de 600 ms.

Pendant la durée totale de cette procédure la quasi-totalité de la puissance issue du générateur sera réfléchiée, comme l'illustre la Figure 5.37, qui donne le bilan sur les trois puissances principales : P_g , P_{ref} et P_{cav} (en réalité on mesure P_t qui est l'image de P_{cav} ; $\frac{dW}{dt}$ n'est pas mesurable directement et P_b est nulle). Sur cette figure, on peut remarquer

un phénomène oscillatoire sur P_g . Il apparait que ces oscillations sont dues à l'action assez « nerveuse » du système d'accord.

Une correction intégrale moins « agressive » sur la boucle du SAF permet de lisser ces effets. Cependant, en diminuant l'action intégrale on diminue la rapidité de la boucle du SAF, et pour une même rampe de consigne sur E_{acc} la puissance maximum nécessaire devient plus importante et peut engendrer la saturation de l'amplificateur RF.

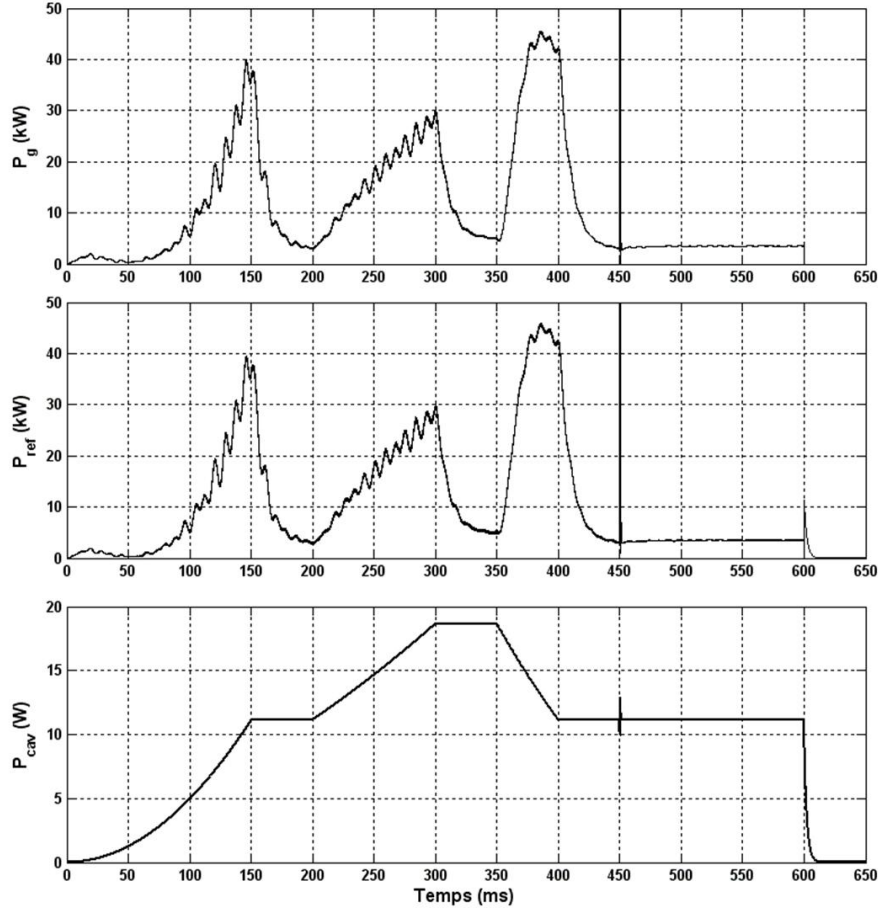


FIGURE 5.37 – Bilan de puissance.

Finalement, lors de la montée en champ, ces oscillations sont compensées par la boucle LLRF, ce qui explique ce phénomène sur P_g . Ceci n'est toutefois pas vraiment gênant car le signal est stable dans la cavité, comme en témoignent les courbes de $E_{acc}(t)$ et de $P_{cav}(t)$. Ainsi, on peut donc considérer que les réglages de nos correcteurs demeurent un bon compromis entre stabilité, précision et vitesse.

Il faudra tout même vérifier cet aspect par l'expérience tout comme le bon déroulement de la procédure que l'on vient de décrire. En effet, ce 3^{ème} scénario définit l'objectif à atteindre pour l'on puisse conclure que le cryomodule 700 MHz prototype équipé de ses boucles de régulation est un système d'accélération fiable capable de répondre aux exigences d'un ADS.

Etude préliminaire pour le cas du quench

Il sera donc indispensable de multiplier les tests expérimentaux sur le cryomodule prototype afin d'optimiser le fonctionnement couplé des boucles de régulation LLRF et du SAF. Ces tests permettront aussi de mettre à l'épreuve les éléments du SAF pour évaluer leur robustesse et pour améliorer les performances du système d'accord « lent ». Lorsque le cryomodule sera installé dans sa configuration finale, il sera aussi très intéressant d'étudier la dynamique des phénomènes de quench, qui peuvent s'avérer limitant dans le fonctionnement de MYRRHA, comme dans le cas de SNS.

En effet, lorsqu'une cavité quench, elle va perdre ses propriétés supraconductrices en quelques centaines de microsecondes. L'essentiel de la puissance stockée dans la cavité se dissipera dans les parois, ce qui entraînera une forte consommation d'hélium et la perte du faisceau. Ceci est illustré un Figure 5.38, où l'on a simulé un quench en se basant sur le modèle de propagation développé dans [62].

Dans cette « configuration accélérateur », la cavité est sur-couplée, on se trouve alors dans le cas le plus défavorable. En effet, lors du quench le facteur de qualité de la cavité chute et se rapproche dangereusement du couplage Q_i . D'autre part, le système LLRF tente, lui, de rattraper l'erreur sur le champ accélérateur, provoquée par la descente du Q_0 , en augmentant P_g . Ceci n'a d'autre effet que d'accélérer la chute du Q_0 qui devient alors égal à Q_i ($= 7,5 \cdot 10^6$), la cavité se trouve alors en couplage critique et pendant un court instant la totalité de la puissance incidente P_g rentre dans la cavité, ce qui entraîne un pic de dissipation sur P_{cav} . Puis, le Q_0 continue de descendre et on fait l'hypothèse qu'il se stabilise autour de $1 \cdot 10^6$. La disparition de l'état supraconducteur entraîne la chute de E_{acc} ce qui provoque la perte du faisceau et l'arrêt du linac environ 600 μs après le début du quench.

Si l'on ne dispose pas d'une méthode de détection de quench sur les mesures RF, on se rendra compte de ce phénomène au bout de quelques secondes par observation d'une surpression sur le bain d'hélium. On ne pourra pas diagnostiquer la cavité en faute avant le temps imparti pour un redémarrage rapide du linac (≤ 3 s).

En d'autres termes, si une cavité quench dans le linac, il faut le détecter le plus rapidement possible (en quelques millisecondes, par un bilan sur la puissance RF), afin d'isoler cette cavité et de stopper son alimentation dans le but d'engager une procédure de réglage rapide similaire au 1^{er} scénario présenté dans ce chapitre. Toutefois, ceci mérite une étude expérimentale approfondie, car dans l'étude préliminaire de la Figure 5.38 on ne donne qu'un descriptif « approché » de la dynamique du quench.

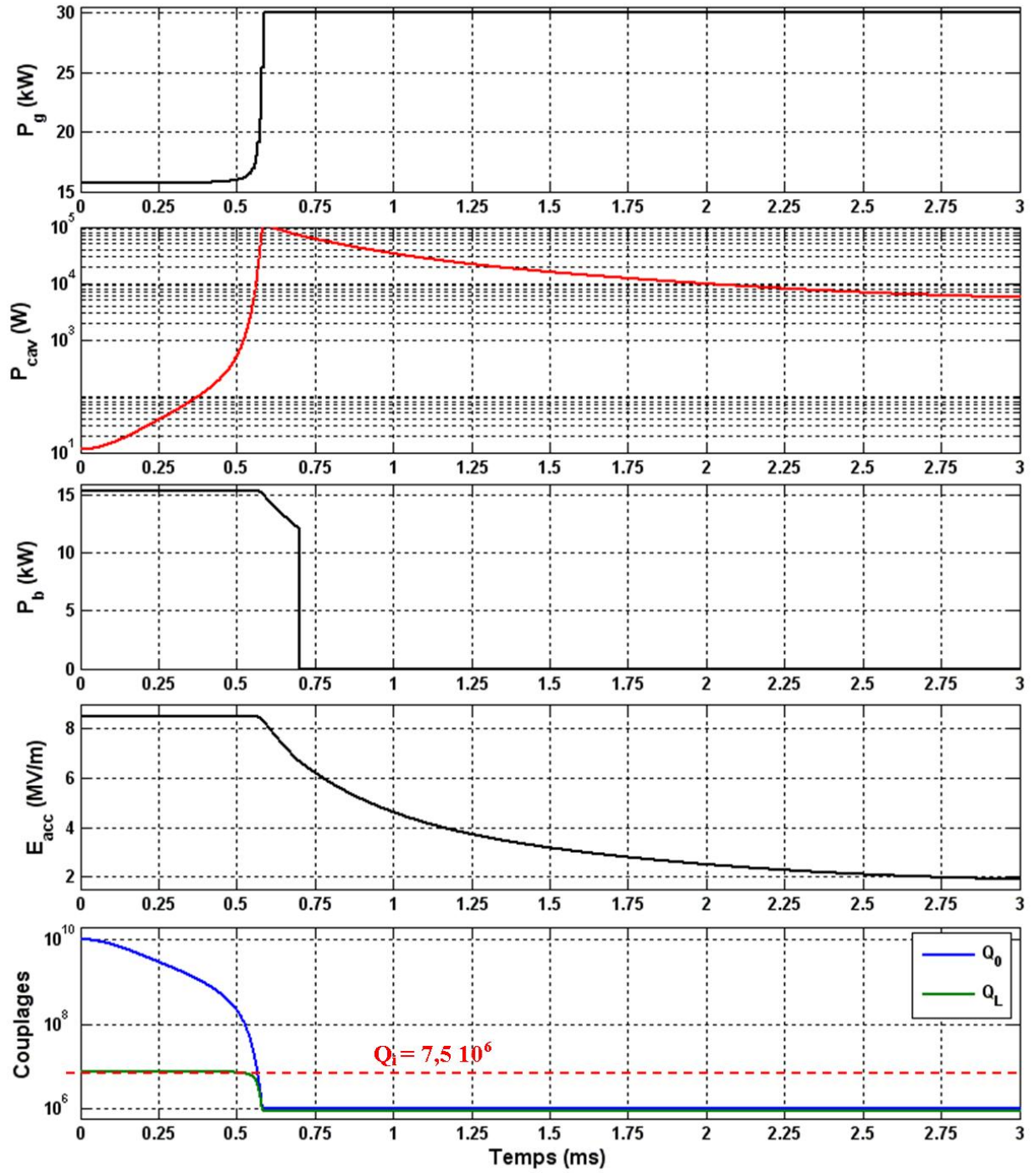


FIGURE 5.38 – Etude préliminaire : évolutions au cours du temps de P_g , de P_{cav} , de P_b , de E_{acc} , de Q_0 et de Q_L lors d'un quench.

5.4 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, on a détaillé l'élaboration d'un modèle qui permet de simuler le comportement dynamique d'une cavité supraconductrice et de son système d'accord contrôlés par leurs boucles de régulation. On s'est intéressé au cas particulier de l'accélérateur de MYRRHA, mais le programme développé est adaptable à tout type de cavité supraconductrice.

Ces travaux de simulation mettent aussi en avant la nécessité de disposer d'un système d'accord réactif, si l'on souhaite procéder au réglage rapide des cavités. Pour cela il faut s'assurer de la fiabilité des actionneurs piézoélectriques. Il faut donc accorder une attention particulière dans le design des pièces mécaniques qui permettent d'assurer le maintien en position et la précontrainte sur ces éléments. Dans le cas contraire, comme le montre, pour le moment, l'expérience sur le linac supraconducteur SNS, les piézoélectriques peuvent s'avérer très fragiles et devenir le point faible du SAF [34]. Toujours est-il que cette technologie est en constant développement et de nombreuses améliorations ont permis de rendre ces éléments encore plus robustes [141] et « endurants » [104]. De plus, leur efficacité a été prouvée sur d'autres installations supraconductrices comme par exemple les cryomodules pour l'injecteur de l'ERL (« Energy Recovery Linac ») de Cornell [142].

A l'aide de ces actionneurs piézoélectriques, on a montré, pour la section accélératrice « bêta 0,47 », qu'il est possible de changer les points de fonctionnement des cavités en moins de 3 secondes, afin de compenser la panne de l'une d'entre elles. On a cependant mis en avant que cette cavité, devenue inutilisable, peut perturber le faisceau si sa fréquence de résonance, f_{cav} , n'est pas suffisamment éloignée (un minimum de 15 kHz) de la fréquence du faisceau, f_0 . Pour éviter cela, on a établi que le système d'accord « à froid » et son actionneur « lent » (le moteur) devra permettre de régler la fréquence de la cavité à une vitesse de 5 kHz/s.

De plus, on peut remarquer que des corrections supplémentaires peuvent être apportées en complétant l'asservissement par un « feed-forward » sur la boucle LLRF. Ce type de système ajoute une commande supplémentaire sur les tensions V_{cI} et V_{cQ} . Les valeurs de ces commandes peuvent être fixées par anticipation, grâce à des mesures effectuées au préalable, ou alors on peut envisager un système adaptatif (comme proposé dans [140]) qui modifie cette consigne de correction en fonction des erreurs persistantes sur les boucles d'asservissement RF.

Dans le système numérique développé pour le contrôle des cavités [137], il est d'ailleurs prévu de mettre en œuvre un « feed-forward » qui pourra aussi être utilisé pour compenser les effets de « beam loading » (cf. Figure 5.19) lors de l'injection du faisceau dans la ligne accélératrice.

Pour conclure, on a théoriquement démontré la faisabilité des procédures de réglages rapides pour les cavités supraconductrices de la section « bêta 0,47 » du linac pour MYRRHA par une étude sur la tolérance aux pannes. Ceci nous a permis de fixer les objectifs expéri-

mentaux à atteindre pour garantir la fiabilité des cryomodules supraconducteurs. Bien sûr de nombreux travaux de R&D doivent encore être effectués, en particulier sur la boucle de régulation du système d'accord rapide dont on a proposé un principe de fonctionnement dans ce chapitre.

Conclusion et perspectives

La fiabilité du linac supraconducteur est un point crucial pour pouvoir sereinement opérer l'ADS MYRRHA. Cette condition représente certainement le défi technologique majeur dans la conception de ce linac haute puissance, car aucun autre accélérateur à protons dans le monde n'a encore atteint un tel degré de fiabilité. La réalisation de cet objectif repose en grande partie sur la performance et la souplesse de fonctionnement des éléments d'accélération supraconducteurs, ainsi que sur leur robustesse. Au travers de ce manuscrit de thèse on a mis en avant les travaux effectués sur ces thématiques pour les cavités elliptiques supraconductrices des parties moyenne et haute énergie de l'accélérateur de MYRRHA.

Afin d'obtenir des cavités performantes, il est important d'effectuer leur design avec précision et d'optimiser les paramètres HF pour limiter au mieux les champs de surface. Une étude pour le design de cavité « bêta 0,65 », en vue d'une application à très haut gradient accélérateur, a été présentée dans le chapitre 3. Par cette étude on a pu remarquer que l'optimisation des paramètres RF ne peut se faire sans compromis sur les différentes grandeurs géométriques de la cavité.

Un autre aspect important pour garantir les bonnes performances d'une cavité est sa tenue mécanique. Dans le chapitre 4, une étude expérimentale a mis en avant que cela peut être un point critique pour les cavités elliptiques multi-cellules « bas bêta ». Une analyse a notamment été menée par reconstruction de la matrice de la cavité pour identifier les cellules ayant subi une déformation plastique sur la cavité prototype Psyché ($\beta_g = 0,47$). Toutefois ceci n'est pas irrémédiable, en appliquant de nouvelles déformations plastiques maîtrisées, il est possible de recouvrer le « plat de champ » dans la cavité.

Dans le dernier chapitre, on a développé le fait que la fiabilité du linac dépend de son aptitude à compenser les pannes. Pour cela les cavités, dans leur fonctionnement nominal, n'opèreront pas au maximum de leur capacité. Par conséquent, si l'une d'entre elles devient inutilisable, il faudra que le gradient accélérateur puisse être augmenté sans difficulté dans les cavités voisines. Pour assurer cette flexibilité du linac et sa tolérance aux fautes, une conclusion importante, mise en avant dans le chapitre 5, est la nécessité de disposer d'un système d'accord régulé. On a montré qu'il permet d'optimiser les conditions de fonctionnement nominal en minimisant la consommation de puissance RF. Puis, pour assurer un re-réglage en moins de 3 secondes, on a montré par une analyse sur la section « bêta 0,47 » qu'il est

souhaitable de disposer d'un système d'accord « rapide » (temps de réponse de l'ordre de la milliseconde). Dans le cas contraire, les cavités étant sensibles aux forces de Lorentz, les réserves de puissance RF devront alors être bien supérieures aux 30 kW prévus si l'on souhaite augmenter le gradient accélérateur de 20 %.

Enfin, cette étude de modélisation a permis de mettre un dernier point en lumière pour l'action « lente » du système d'accord : il devra permettre d'agir sur la fréquence de résonance des cavités à une vitesse minimale de 5 kHz/s. Ceci permettra ainsi de limiter les effets décélérateurs sur le faisceau dans la cavité devenue temporairement inutilisable.

La faisabilité des procédures décrites dans le chapitre 5, pour garantir la flexibilité du linac, doit encore être prouvée expérimentalement. Dans ce but, un cryomodule prototype a été développé et les premiers tests de cet élément ont été entrepris au cours de cette thèse. Malgré un bon comportement cryogénique du module à 4,2 K, un manque de robustesse sur une soudure du tank hélium n'a pour l'instant pas permis de pousser plus avant cette étude expérimentale. Le banc de test 700 MHz est donc toujours dans une phase de « commissioning ». Les premières études expérimentales ont toutefois permis de mettre en avant les points à améliorer pour pouvoir évaluer les performances de la cavité équipée de son système d'accord et contrôlée par ses systèmes de régulation.

Le premier objectif concernant la mise en fonctionnement du cryomodule 700 MHz et de ses systèmes de diagnostics est donc en passe d'être atteint. Les dernières améliorations pour fiabiliser son fonctionnement cryogénique sont en cours. Le développement des coupleurs de puissance est dans sa phase finale de conditionnement. Les perspectives d'études pour les années à venir se concentreront essentiellement sur la qualification du module en configuration machine. En se basant sur la ligne directrice fixée à la fin du chapitre 5, les premiers tests avec le système de contrôle LLRF seront ensuite effectués. En parallèle, nous avons aussi entrepris le développement d'un système numérique de régulation dédié au contrôle du système d'accord « rapide ». L'ensemble de ces perspectives a pour but final de valider la faisabilité des scénarii de compensations de pannes pour le démonstrateur de réacteur hybride MYRRHA.

Annexe A

Calcul des coefficients de Fourier d'un faisceau modélisé comme une succession de « bunchs » gaussiens

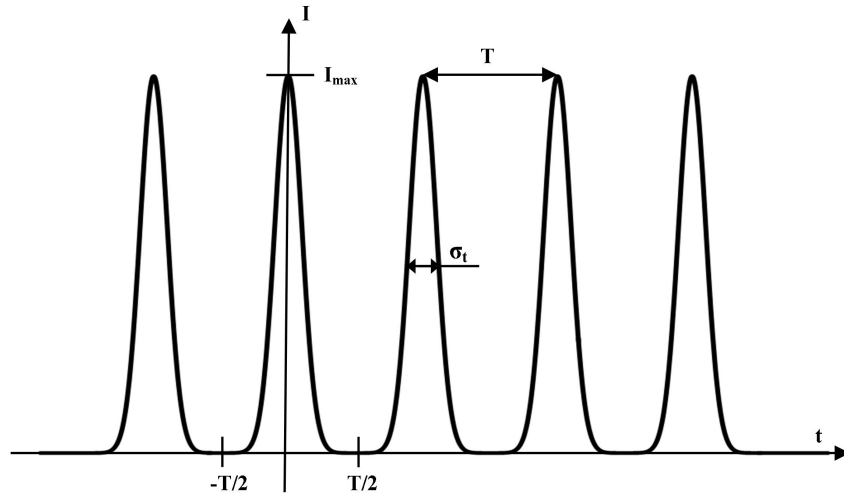


FIGURE A.1 – Structure temporelle du courant faisceau composé d'une succession de « bunchs » gaussiens

On souhaite donc décomposer le courant faisceau sous forme de série de Fourier afin de connaître sa répartition spectrale en fréquence.

$$I(t) = \frac{q}{\sqrt{2\pi}\sigma_t} e^{-\frac{t^2}{2\sigma_t^2}} = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{+\infty} a_n \cos(n\Omega t) + b_n \sin(n\Omega t) \quad (\text{A.1})$$

Le coefficient a_0 est défini tel que :

$$a_0 = \frac{2}{T} \frac{q}{\sqrt{2\pi}\sigma_t} \int_{-T/2}^{T/2} e^{-\frac{t^2}{2\sigma_t^2}} dt \quad (\text{A.2})$$

On peut tout d'abord remarquer que $I(T/2) = I(-T/2) = 0$, donc :

$$a_0 = \frac{2}{T} \frac{q}{\sqrt{2\pi}\sigma_t} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{t^2}{2\sigma_t^2}} dt \quad (\text{A.3})$$

Puis en remarquant que $I(t)$ est paire et avec le changement de variable $x = \frac{t}{\sigma_t}$, on obtient :

$$a_0 = \frac{4q}{T\sqrt{2\pi}} \int_0^{+\infty} e^{-\frac{x^2}{2}} dx \quad (\text{A.4})$$

Afin de calculer l'intégrale $\int_0^{+\infty} e^{-\frac{x^2}{2}} dx$ on utilise le Théorème de Fubini qui permet d'écrire :

$$\left(\int_0^{+\infty} e^{-\frac{x^2}{2}} dx \right)^2 = \int_0^{+\infty} e^{-\frac{x^2}{2}} dx \int_0^{+\infty} e^{-\frac{y^2}{2}} dy = \int_0^{+\infty} \int_0^{+\infty} e^{-\frac{x^2+y^2}{2}} dx dy \quad (\text{A.5})$$

Puis avec les changements de variables,

$$\begin{cases} x = r \cos(\theta) \\ y = r \sin(\theta) \end{cases}$$

Et en utilisant le Jacobien,

$$J = \begin{vmatrix} \frac{\partial x}{\partial r} & \frac{\partial x}{\partial \theta} \\ \frac{\partial y}{\partial r} & \frac{\partial y}{\partial \theta} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \cos(\theta) & -r \sin(\theta) \\ \sin(\theta) & r \cos(\theta) \end{vmatrix} = r \quad (\text{A.6})$$

On obtient donc,

$$\int_0^{+\infty} \int_0^{+\infty} e^{-\frac{x^2+y^2}{2}} dx dy = \int_0^{\pi/2} \int_0^{+\infty} e^{-\frac{r^2}{2}} r dr d\theta = \frac{\pi}{2} \left[-e^{-\frac{r^2}{2}} \right]_0^{+\infty} = \frac{\pi}{2} \quad (\text{A.7})$$

Et finalement on obtient la valeur du premier coefficient de Fourier.

$$a_0 = \frac{4q}{T\sqrt{2\pi}} \sqrt{\frac{\pi}{2}} = 2\frac{q}{T} \quad (\text{A.8})$$

Les coefficients a_n sont eux définis par,

$$a_n = \frac{2}{T} \frac{q}{\sqrt{2\pi}\sigma_t} \int_{-T/2}^{T/2} e^{-\frac{t^2}{2\sigma_t^2}} \cos(n\Omega t) dt \quad (\text{A.9})$$

En raisonnant de la même façon que précédemment, on peut écrire :

$$a_n = \frac{2q}{T\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{x^2}{2}} \cos(n\Omega\sigma_t x) dx \quad (\text{A.10})$$

x et Ω sont deux variables indépendantes, on peut donc dériver l'expression précédente par rapport à Ω , ce qui nous donne :

$$a_n'(\Omega) = -\frac{2q}{T\sqrt{2\pi}} n\sigma_t \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{x^2}{2}} \sin(n\Omega\sigma_t x) x dx \quad (\text{A.11})$$

Puis on intègre par partie :

$$a_n'(\Omega) = -\frac{2q}{T\sqrt{2\pi}} n\sigma_t \left(\left[e^{-\frac{x^2}{2}} \sin(n\Omega\sigma_t x) \right]_{-\infty}^{+\infty} - \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{x^2}{2}} \cos(n\Omega\sigma_t x) (n\sigma_t \Omega) dx \right) \quad (\text{A.12})$$

$$\Rightarrow a_n'(\Omega) = -(n\sigma_t)^2 \Omega a_n(\Omega) \quad (\text{A.13})$$

Puis en intégrant deux fois par rapport à Ω , on obtient :

$$a_n = K_1 e^{-\frac{(n\Omega\sigma_t)^2}{2}} + K_2 \quad (\text{A.14})$$

avec K_1 et K_2 deux constantes.

Enfin par identification avec le coefficient a_0 calculé précédemment on en déduit l'expression de a_n :

$$a_n = \frac{2q}{T} e^{-\frac{(n\Omega\sigma_t)^2}{2}} \quad (\text{A.15})$$

Annexe B

Critères pour le choix du nombre de cellules pour une cavité accélératrice à protons

Afin de comprendre le choix d'utiliser des cavités elliptiques 5-cellules pour les sections accélératrices $\beta_g = 0,65$ de SPL (ou de l'accélérateur de MYRRHA), on introduit ici, les principaux critères sur lesquels reposent cette décision. Le but de cette partie n'est pas de faire une analyse rigoureuse sur le choix du nombre de cellules, mais on a simplement souhaité comprendre pourquoi il nous a été imposé de réaliser une cavité qui comporte cinq cellules accélératrices. On restera donc relativement succinct dans l'analyses de ces critères.

B.1 Influence sur le champ accélérateur

Afin de mettre en évidence l'influence du nombre de cellules sur le champ accélérateur, on considère des cavités elliptiques $\beta_g = 0,65$, résonant à 704,4 MHz, dont la géométrie correspond au design qui sera présenté dans la suite de ce chapitre.

Sur la Figure B.1, on a représenté l'évolution du champ accélérateur en fonction de l'énergie cinétique des protons incidents, et ceci pour des cavités dont le nombre de cellules varie de 1 à 9. Les champs électriques sur l'axe faisceau des cavités sont calculés à l'aide du code 2D SUPERFISH [84]. Les champs accélérateurs en sont déduits à l'aide de l'équation 2.25 et leurs amplitudes sont normalisées pour $B_{peak} = 100$ mT.

A partir de cette figure, on peut tout d'abord constater que plus le nombre de cellules est petit, plus le champ accélérateur maximum développé par la cavité est élevé. On peut d'ailleurs remarquer que ce maximum n'est pas atteint pour $\beta = \beta_g$, mais pour une vitesse supérieure : β_{opt} .

Pour une cavité mono-cellule le champ accélérateur développé est d'autant plus important que la vitesse des particules est élevée. Cependant, lorsque le nombre de cellules augmente on constate que la plage d'énergie, pour laquelle les protons sont correctement accélérés, est réduite. Pour quantifier cela, il est d'usage de définir l'Acceptance en énergie d'une cavité,

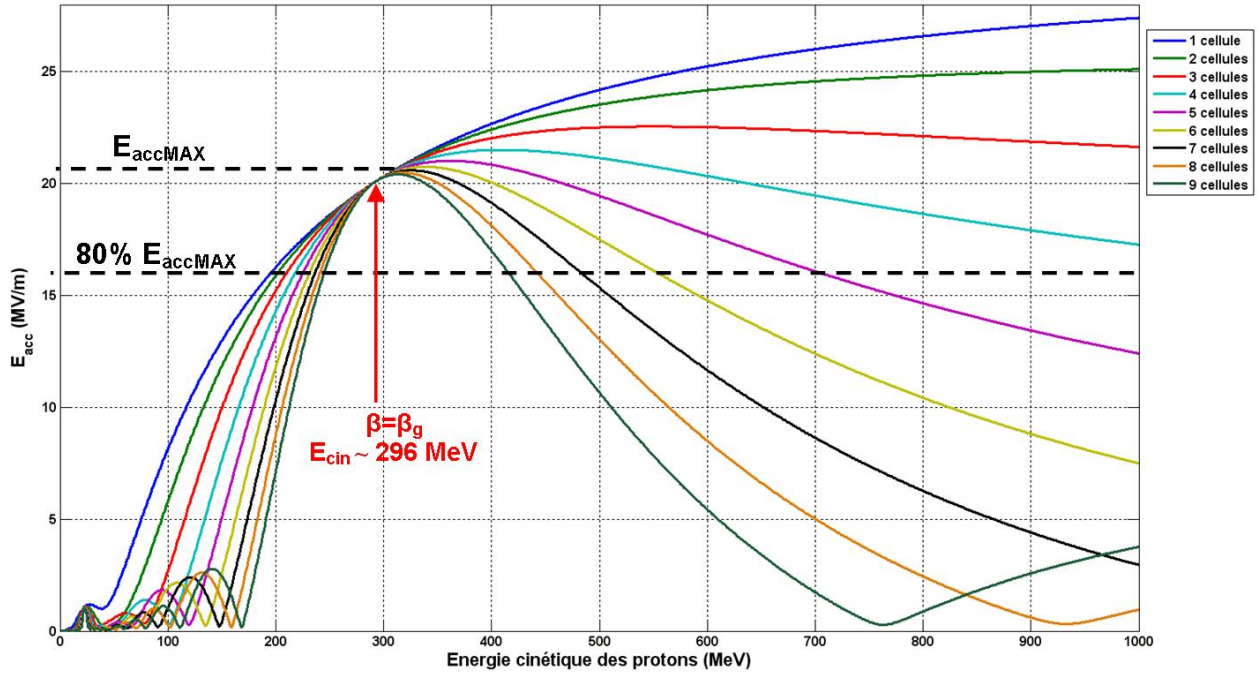


FIGURE B.1 – Champ accélérateur dans une cavité multi-cellules en fonction de l'énergie cinétique des proton accélérés. Les champs $E_{acc}(\beta_g)$ sont normalisés à $B_{peak} = 100$ mT.

A , qui correspond à la plage d'énergie pour laquelle un proton subit un champ accélérateur optimal, compris entre 80 % de E_{accMAX} et E_{accMAX} . Dans le Tableau B.1, les valeurs de A sont données en fonction du nombre de cellules par cavité dans le cas de la Figure B.1. On constate alors que plus le nombre de cellules augmente, plus l'acceptance en énergie est faible.

TABLEAU B.1 – Evolution de l'Acceptance, A , en fonction du nombre de cellules.

Nbr. cell.	1	2	3	4	5	6	7	8	9
A (MeV)	> 600	> 600	> 600	> 600	~ 420	~ 290	~ 235	~ 190	~ 160

En conséquence, d'après cette première approche, le choix d'une cavité multi-cellules ne semble pas le plus avantageux. En effet, une cavité mono-cellule permet non seulement d'obtenir les gradients accélérateurs les plus élevés, mais aussi de n'avoir à utiliser qu'un seul type de cavité pour couvrir la totalité de la plage d'énergie du linac supraconducteur (160 MeV - 5 GeV, pour SPL et 100 MeV - 600 MeV pour MYRRHA).

B.2 Facteur de remplissage

Néanmoins, l'intérêt des cavités mono-cellule, en terme de performances, est à pondérer par leur encombrement. En effet, si l'on raisonne à présent sur la longueur du linac, on peut se rendre compte que l'utilisation de cavités mono-cellule engendre un surcoût important. D'une part, car la compacité des mailles accélératrices n'est pas optimisée, et d'autre part,

car on multiplie l'instrumentation RF (Amplificateur + coupleurs de puissance, LLRF, système d'accord, etc), de manière non négligeable, pour alimenter chacune de ces cavités.

Afin d'étudier l'influence du nombre de cellules sur la longueur du linac, on peut définir le facteur de remplissage , F , comme le rapport entre la longueur accélératrice réelle sur la longueur totale de l'accélérateur, soit :

$$F = \frac{\text{Longueur accélératrice}}{\text{Longueur totale}} \quad (\text{B.1})$$

Pour appliquer le raisonnement à la section accélératrice « bêta 0,65 » du SPL, on considère ce facteur de remplissage sur une seule maille accélératrice. En se basant sur les données définissant les longueurs des cryomodules pour le design de référence du SPL [79], on en déduit une expression approchée du facteur de remplissage :

$$F = \frac{NML}{4,9 + M(0,4 + NL)} \quad (\text{B.2})$$

Et comme l'illustre la Figure B.2, N représente le nombre de cellules par cavité, M représente le nombre de cavités par cryomodule et L est la longueur d'une cellule accélératrice pour $\beta_g = 0,65$ ($L = 0,138$ m).

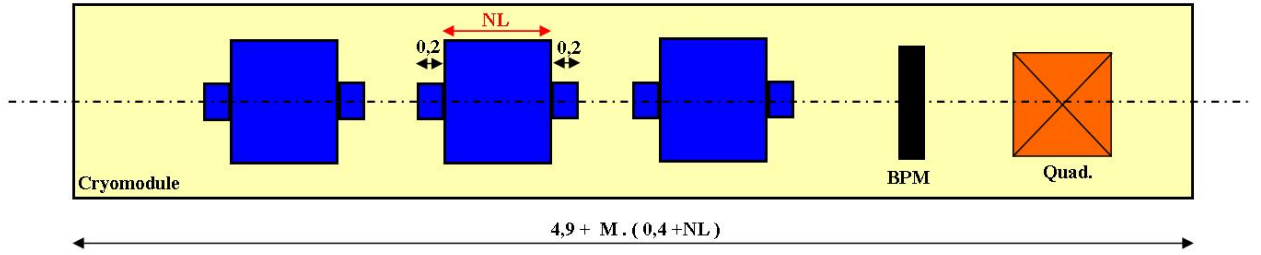


FIGURE B.2 – Vue schématique d'une maille accélératrice (les dimensions sont en mètres) [79].

On peut alors tracer l'évolution de F pour différentes valeurs de M et de N (cf. Figure B.3). On constate que le facteur de remplissage s'améliore en même temps que le nombre de cavités par cryomodule augmente ainsi que lorsque le nombre de cellules par cavité augmente (cf. Figure B.3).

Il est aussi possible d'estimer la longueur de la section accélératrice $\beta_g = 0,65$ ($L_{section}$), en tenant compte du facteur de remplissage et du champ accélérateur apporté en moyenne par chaque cavité. On peut donc écrire :

$$L_{section} \approx \frac{\Delta E_{tot}}{F 0,9 E_{accMAX} \cos(\phi_s)} \quad (\text{B.3})$$

où ΔE_{tot} représente la plage d'énergie à couvrir (pour la section « bêta 0,65 » de SPL on a $\Delta E_{tot} = 730 \text{ MeV} - 160 \text{ MeV} = 570 \text{ MeV}$). On considère qu'en moyenne chaque cavité apportera $0,9 E_{accMAX}$ pour une phase synchrone, ϕ_s , de l'ordre de 15° .

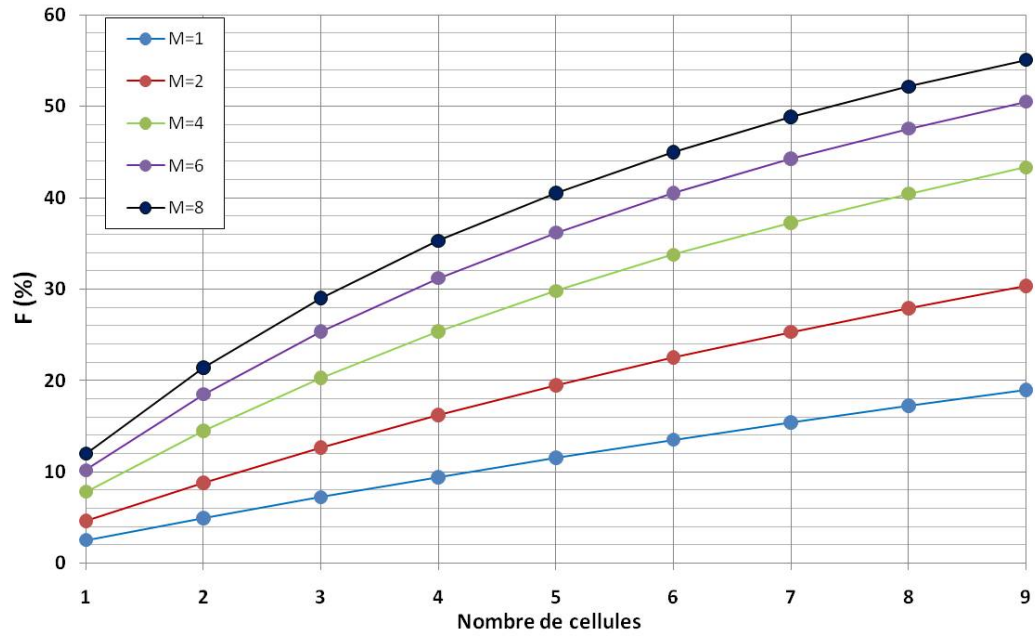


FIGURE B.3 – Evolution du facteur de remplissage, en fonction de N pour différentes valeurs de M .

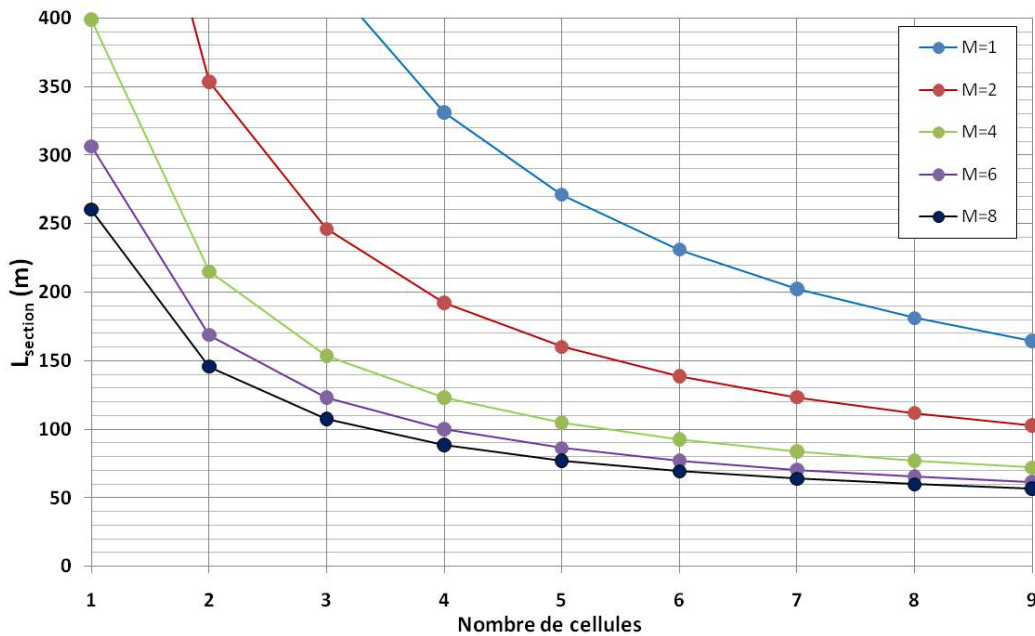


FIGURE B.4 – Evolution de la longueur de la section accélératrice du linac, en fonction de N pour différentes valeurs de M .

Finalement, on constate sur la Figure B.4 que plus le nombre de cellules par cavité est grand, plus le linac sera court. Ceci contrebalance fortement le premier argument, concernant l'efficacité d'accélération, pour lequel les cavités mono-cellule apparaissaient comme la solution idéale. On comprend alors, ici, que le choix du nombre de cellules est un compromis entre performance d'accélération par cavité et longueur totale du linac ; ceci ayant, bien sûr, un impact direct sur le coût de l'accélérateur.

B.3 Choix des 5 cellules

En première approximation, on pourrait considérer que le coût d'un linac est proportionnel à sa longueur. Ainsi, si l'on se base sur la Figure B.4, on a tendance à penser que plus N et M sont grands plus le linac sera compact, et moins il sera onéreux. Mais il faut aussi prendre en compte deux autres aspects.

Dans un premier temps, il faut remarquer que plus on augmente le nombre de cellules dans les cavités, moins l'acceptance en énergie de ces cavités sera grande. Avec un grand nombre de cellules (par exemple $N=8$ ou 9), bien que les mailles accélératrices soient plus compactes, il en faudra plus qu'avec des cavités dont le nombre de cellules est autour de 3,4 ou 5.

Dans un second temps, en ce qui concerne le nombre de cavités par cryomodule, on aura tendance à choisir M le plus grand possible afin de minimiser le coût. Mais, cet argument ne se suffit pas à lui même. Le choix du nombre de cavités par cryomodule est aussi dicté par la dynamique du faisceau d'une part et par des aspects cryogéniques et mécaniques d'autre part. De plus on peut remarquer sur la Figure B.4, qu'au delà de $M=6$, le nombre de cavités par module influe peu sur la longueur du linac.

Finalement ces considérations ont montré qu'il existe un compromis entre longueur du linac, coût et acceptance en énergie, pour $N=5$. Dans le cas de SPL, le nombre de cavités par cryomodule sera de 6 [79]. Dans les cas de la machine MAX il a été choisi, pour la section « bêta 0,65 », qu'il y aura 4 cavités par cryomodules [48].

Annexe C

Vérification du calcul du couplage externe lors de l'étude avec CST Microwave Studio®

C.1 Introduction

Dans cette annexe, on présente les résultats d'un calcul alternatif pour estimer le couplage externe sur une cavité à l'aide de CST Microwave studio® (CST MS).

En effet, avec son « solver » « Eigenmode » le logiciel donne la possibilité de calculer le couplage externe au niveau du port de puissance. C'est cette fonction qui a été utilisée pour évaluer l'influence de la longueur de l'antenne sur le Q_{ext} (cf. Figure C.1).

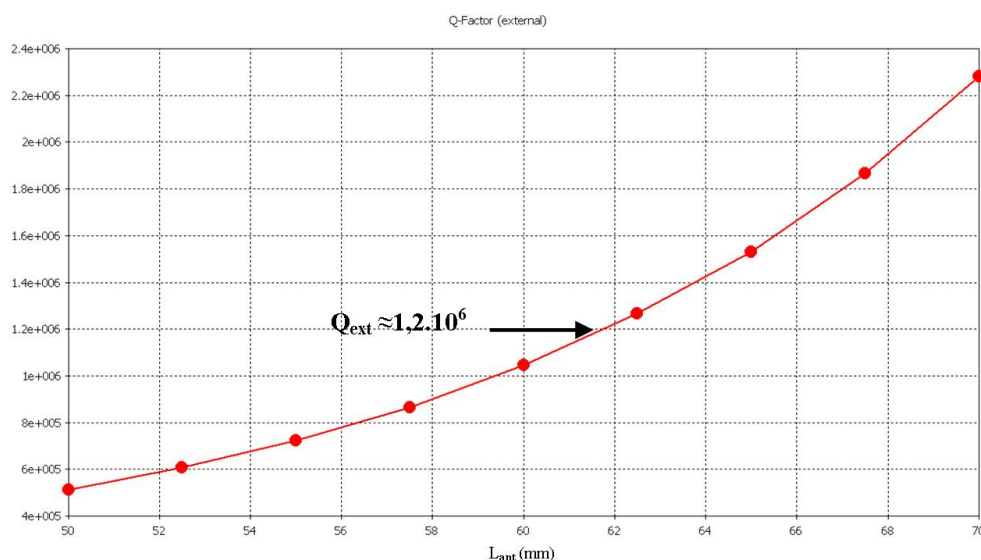


FIGURE C.1 – Evolution du couplage incident sur la cavité en fonction de l'écart entre le bout de l'antenne et l'axe faisceau. Résultats calculés « automatiquement » avec le « solver » « Eigenmode » de CST MS.

Toutefois l'utilisateur n'a aucune prise quant à la méthode employée par ce « solver » « Eigenmode » pour déterminer Q_{ext} , et donc sur la validité des calculs donnés par le logiciel.

Pour cela on a choisit d'utiliser une méthode temporelle, où l'on observe la charge de la cavité, lorsqu'on injecte un signal RF par le biais du port de puissance équipé de son antenne. Ce type de simulation peut aussi être effectué en utilisant le « solver » temporel de CST MS (« transient solver »). Mais avant de présenter les résultats obtenus et de les comparer à ceux calculés automatiquement par le logiciel, il nous faut présenter la méthode employée.

C.2 Méthode pour le calcul du couplage

Pour évaluer le couplage sur la cavité, à l'aide d'un logiciel de simulation électromagnétique, on emploie la méthode présentée dans [143].

Cette méthode repose sur une analyse transitoire lors de la charge d'une cavité. Pour cela reprenons l'équation 2.70 qui donne l'évolution dans le temps de la tension cavité V_{cav} lorsque celle-ci est excitée par un signal sinusoïdal à la pulsation de résonance de la cavité ω_0 et d'amplitude $V_i = R_L I_g$:

$$\frac{2\omega_0}{Q_L} \frac{dV_i(t)}{dt} = \frac{d^2 V_{cav}(t)}{dt^2} + \frac{\omega_0}{Q_L} \frac{dV_{cav}(t)}{dt} + \omega_0^2 V_{cav}(t) \quad (C.1)$$

La résolution de cette équation donne :

$$V_{cav}(t) = 2 V_i (1 - e^{-\omega_0 t / 2Q_L}) \cos \left(\frac{\omega_0}{2Q_L} (\sqrt{4Q_L^2 - 1}) t + \varphi \right) \quad (C.2)$$

Intéressons nous seulement à l'évolution de l'enveloppe de ce signal :

$$V_{cav}(t) = 2 V_i (1 - e^{-\omega_0 t / 2Q_L}) \quad (C.3)$$

Et maintenant si l'on se place au début de la charge de la cavité au temps T ou l'on a $\omega_0 T \ll 2Q_L$. En faisant un développement limité au premier ordre, on peut alors écrire la formule C.3 comme :

$$V_{cav}(T) \cong V_i \frac{(\omega_0 T)}{Q_L} \quad (C.4)$$

Afin d'exploiter cette formule dans le logiciel de calcul, il nous faut connaître la relation entre l'énergie stockée dans la cavité, W , et la puissance incidente P_i au niveau du coupleur de puissance.

Reprenons alors la définition de W (dans le cas du circuit équivalent), donnée par l'équation 2.41 :

$$W = \frac{1}{2} C V_{cav}^2 \quad (C.5)$$

qui se réécrit pour $\omega_0 T \ll 2Q_L$, avec C.4, comme :

$$W \cong \frac{1}{2} C V_i^2 \left(\frac{\omega_0 T}{Q_L} \right)^2 \quad (C.6)$$

Notons alors que la définition du rapport (r/Q) donné par les expressions 2.49 et 2.50 nous permet d'écrire :

$$C = \frac{1}{\omega_0} \frac{Q_L}{R_L} = \frac{1}{\omega_0} \frac{Q_{ext}}{Z_{ext}} \quad (C.7)$$

De plus, on se place dans l'approximation $Q_L \approx Q_i \approx Q_{ext}$, valable pour une cavité supraconductrice fortement couplée, et sachant que par définition $P_i = \frac{1}{2} \frac{V_i^2}{Z_{ext}}$, on obtient alors la formule :

$$Q_{ext} \cong (\omega_0 T)^2 \frac{P_i}{\omega_0 W} \quad (C.8)$$

Avec cette formule, il est donc possible de calculer Q_{ext} , en observant le début de la charge de la cavité et en calculant W à l'instant T pour une puissance moyenne RF injectée de P_i .

Dans le paragraphe suivant on détaille la méthode suivie pour réaliser un tel calcul avec le code d'électromagnétisme.

C.3 Calcul du couplage par une méthode transitoire

Choix du cas d'étude et résultats avec le « solver » « Eigenmode »

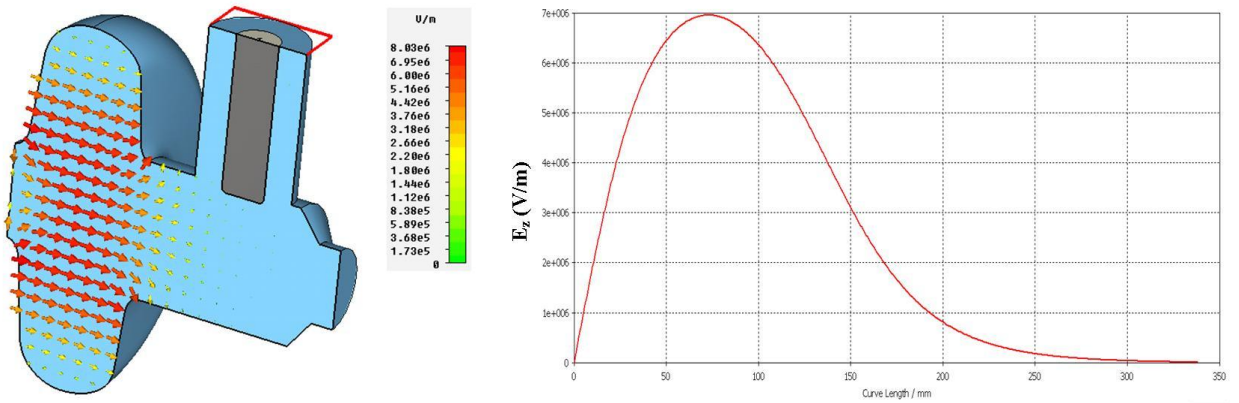


FIGURE C.2 – Résultats de l'étude avec le « solver » « Eigenmode » : répartition des champs (mode $TM_{010-\pi}$) dans le plan médian de la cavité et tracé du champ électrique le long de l'axe faisceau.

Pour cette étude de vérification, les calculs sont effectués en ne prenant en compte que la dernière cellule de la cavité associée au tube faisceau et au port de puissance (cf. Figure C.2). Ceci permet notamment de diminuer les temps des simulations et de simplifier le calcul de V_{cav} et de W (cf. *Partie C.4*).

La longueur de l'antenne est choisie telle que $L_{ant} = 62$ mm, ce qui correspond à un couplage de $Q_{ext_{5cell}} = 1,21.10^6$ sur la cavité 5-cellules.

Toutefois, il faut remarquer que pour l'étude sur une seule cellule on aura, pour $L_{ant} = 62$ mm, $Q_{ext_{1cell}} \neq Q_{ext_{5cell}} = 1,21.10^6$, car la valeur du couplage est proportionnelle au nombre de cellules d'après 3.14.

Sa valeur, ainsi que celles des autres paramètres RF nécessaires à notre étude comparative ont donc été recalculés avec le « solver » « Eigenmode » (cf. Figure C.2), qui évalue la répartition des champs électromagnétiques pour une énergie stockée de 1 Joule dans la structure. Le Tableau C.1 fait le bilan de cette pré-étude et recense les valeurs des principaux paramètres RF obtenus.

TABLEAU C.1 – Résultats obtenus avec le « solver » « Eigenmode ».

Caractéristiques RF	Valeur obtenue
fréquence, f (MHz)	704,07
(r/Q) ($\beta = 0.65$) (Ω)	26,4
Energie stockée, W_0 (J)	1,0
Tension accélératrice, V_{cav0} (MV)	0,485
Champ max sur l'axe faisceau, E_0 (MV/m)	6,946
Q_{ext}	$2,72.10^5$

Calcul du Q_{ext} par une analyse transitoire

Le but de ce calcul est d'observer l'évolution de la charge de la cavité afin de déterminer le Q_{ext} en utilisant la formule C.8. Pour cela on utilise le « solver » « Transient » qui permet d'étudier la propagation d'un signal et d'observer son évolution dans le temps.

Pour ce calcul on garde le même maillage que précédemment. On injecte un signal sinusoïdal, dont la fréquence correspond à la fréquence de résonance calculée précédemment avec le « solver » « Eigenmode » ($f = 704,07$ MHz), par le port coupleur. Afin, d'observer la propagation de ce signal et l'évolution au cours du temps des champs dans la cavité, il est possible de disposer des sondes, au sein de la structure, qui permettent de « mesurer » les valeurs de E ou de H à chaque pas de calcul. Comme l'illustre la Figure C.3, une sonde a donc été placée au centre de la cellule pour observer l'évolution de l'amplitude du champ électrique généré le long de l'axe faisceau.

La simulation est ensuite effectuée sur une durée de 200 ns. La Figure C.4 donne l'évolution, au cours du temps, du signal d'excitation appliqué au niveau du port coupleur et l'évolution de l'amplitude du champ électrique dans la cellule, mesurée par la sonde placée au centre de celle-ci.

On observe bien qu'au début de la charge de la cavité, l'amplitude du champ électrique croît linéairement dans le temps, comme le prévoit la formule C.4. A partir de ces résultats

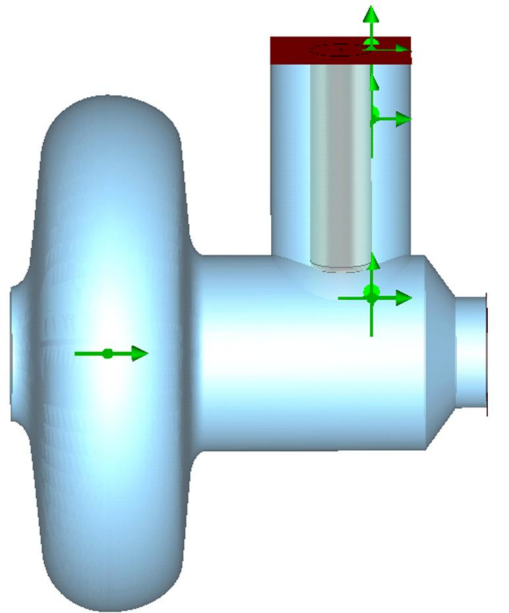


FIGURE C.3 – Mise en place des sondes pour l'étude transitoire.

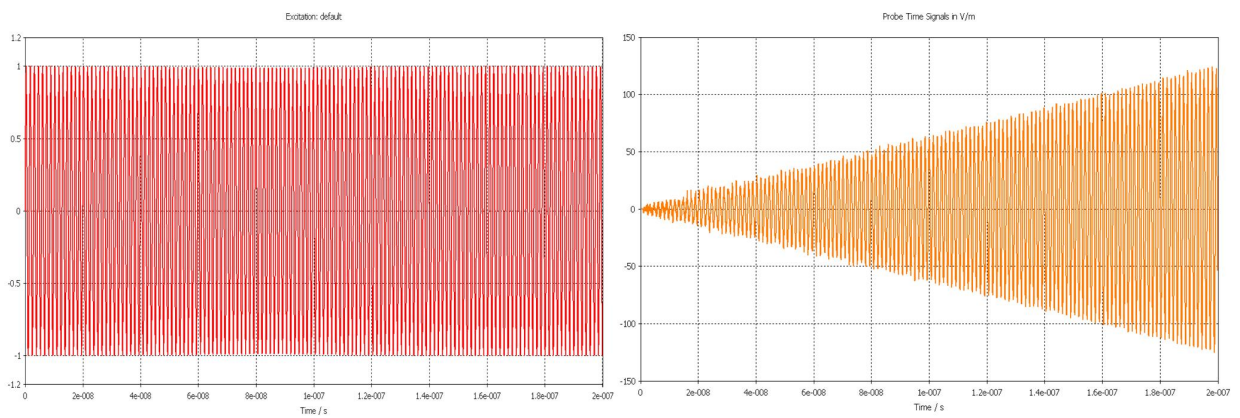


FIGURE C.4 – Signal d'excitation au niveau du port coupleur (à gauche) et évolution du champ électrique au centre de la cellule (à droite).

de simulation il est alors possible de calculer, à plusieurs instants T , la valeur de Q_{ext} . Le Tableau C.2 donne les résultats obtenus lorsque l'application numérique est effectuée à l'aide de l'équation C.8.

TABLEAU C.2 – Résultats de l'étude transitoire.

T (ns)	ωT (rad.s)	E_{z0} (V/m)	V_{cav} (V)	W_{cav} (J)	Q_{ext}
32,0	142	21,0	1,46	$9,15 \cdot 10^{-12}$	$2,47 \cdot 10^5$
67,50	298	42,0	2,92	$3,66 \cdot 10^{-11}$	$2,75 \cdot 10^5$
81,66	361	51,0	3,55	$5,40 \cdot 10^{-11}$	$2,73 \cdot 10^5$
107,15	474	67,8	4,72	$9,54 \cdot 10^{-11}$	$2,66 \cdot 10^5$
139,88	619	87,5	6,09	$1,59 \cdot 10^{-10}$	$2,72 \cdot 10^5$
166,90	738	104,2	7,25	$2,25 \cdot 10^{-10}$	$2,73 \cdot 10^5$
182,52	807	114,5	7,97	$2,72 \cdot 10^{-10}$	$2,71 \cdot 10^5$
199,55	882	124,5	8,67	$3,22 \cdot 10^{-10}$	$2,74 \cdot 10^5$
				Q_{ext}^{moyen}	$2,72 \cdot 10^5$
				$\Delta Q/Q$	3,75%

Concernant les calculs effectués dans ce tableau on peut faire les remarques suivantes :

- Les coefficients ωT sont calculés avec $\omega = 2\pi f = 2\pi \cdot 704,07$ MHz.
- Le champ E_{z0} est la valeur de l'amplitude du champ électrique mesuré par la sonde au centre la cellule à l'instant T .
- La valeur de V_{cav} est obtenue en utilisant les valeur du Tableau C.1, tel que :

$$V_{cav} = V_{cav0} \frac{E_{z0}}{E_0}$$

- la valeur de l'énergie stockée dans la cavité, W_{cav} , est elle aussi calculée à partir des données obtenues avec le « solver » « Eigenmode » :

$$W_{cav} = W_0 \left(\frac{E_{z0}}{E_0} \right)^2$$

- Enfin, les valeurs de Q_{ext} sont calculées avec la formule C.8, sachant que la puissance maximale du signal d'excitation en entrée du port coupleur est de 1W, pour une valeur moyenne de $P_i = 0,5$ W. On remarque que la valeur moyenne de Q_{ext} est en très bon accord avec celle donnée dans le Tableau C.1, avec toutefois une erreur relative¹ de 3,75 %.

1. Cette erreur relative est obtenue à partir de l'écart type sur toutes les valeurs calculées de Q_{ext} .

C.4 Conclusion et remarque finale

Dans cette étude comparative, on a pu vérifier le bon accord entre la valeur calculée « automatiquement » par le « solver » « Eigenmode » et la valeur obtenue par une étude transitoire effectuée à l'aide d'un second « solver » de CST MS. Notons d'ailleurs que cette méthode utilisant le « solver » « Transient » est assez pratique et efficace car les temps de calculs sont bien moindres qu'avec le « solver » « Eigenmode ».

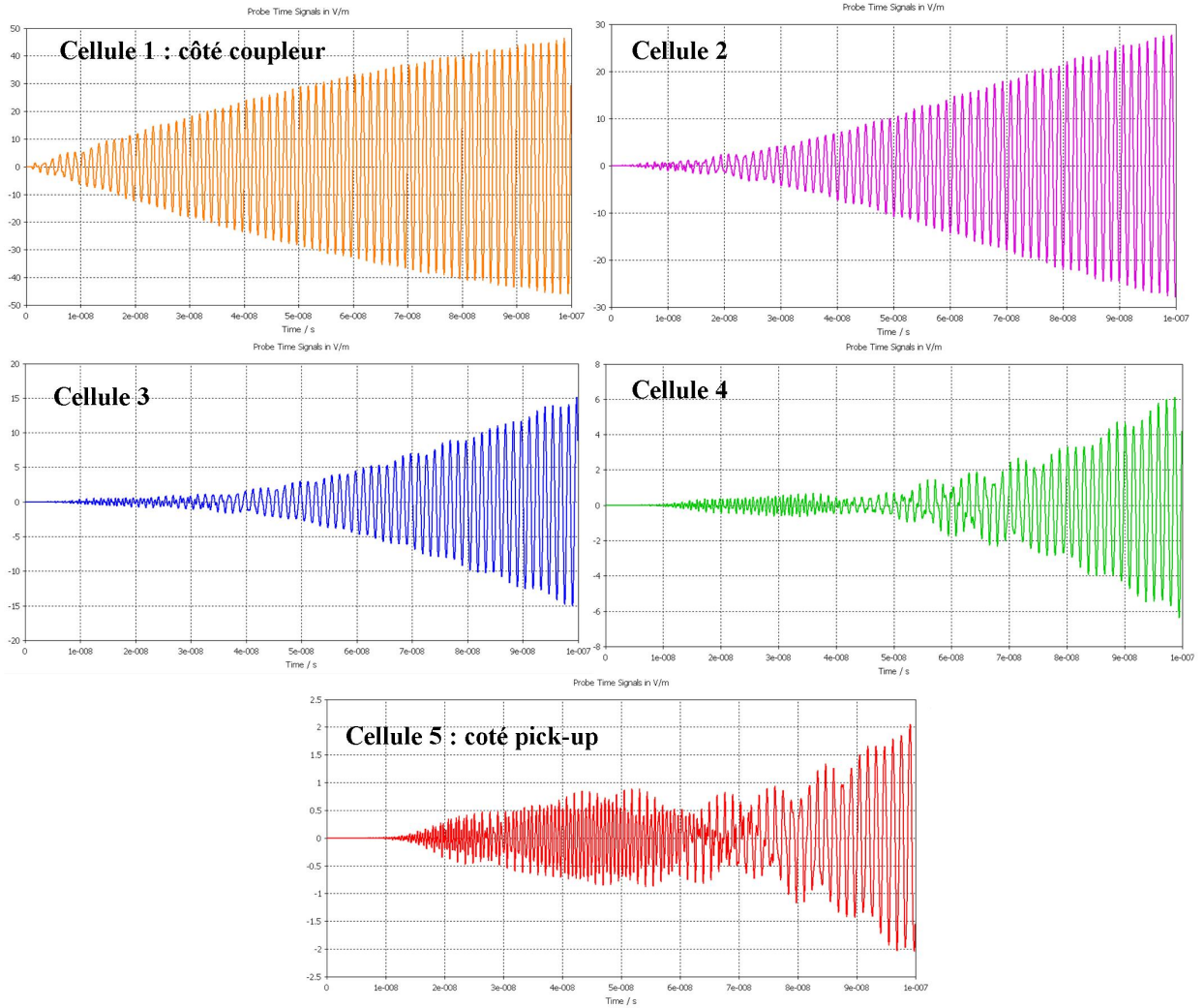


FIGURE C.5 – Evolution des champ électriques au centre des cinq cellules de la cavité $\beta_g = 0,65$ lorsqu'un signal est injecté par le port coupleur. En raison de la faible valeur du facteur K ($\sim 1,5\%$), on remarque que plus la cellule est éloignée du port coupleur, plus sa charge est retardée.

La concordance des résultats obtenus avec ces deux méthodes, nous permet aussi de conclure que l'on peut accorder une certaine confiance dans la valeur calculée du Q_{ext} sur la cavité 5-cellules.

Notons cependant que l'on a ici simplement réalisé le calcul avec une seule cellule. En effet, pour la cavité 5-cellules, le couplage entre les cellules étant très faible ($K \sim 1,5\%$), elles ne se chargent pas à la même vitesse comme l'illustre la Figure C.5 : plus les cellules sont éloignée du port coupleur, plus leur temps de charge est retardé.

Il est alors plus délicat d'appliquer le méthode transitoire pour la vérification du couplage sur une cavité elliptique multi-cellules. L'amplitude du champ n'étant alors pas la même dans toute les cellules, le calcul de la tension accélératrice est alors un peu plus compliqué, car il faut tenir compte du « non plat de champs » dans la cavité pendant la charge.

Annexe D

Spécifications pour le couplage des cavités « bêta 0,47 » de l'accélérateur de MYRRHA et discussion sur les besoins en puissance RF

D.1 Objectifs

Le linac supraconducteur de MYRRHA doit accélérer des protons à une énergie de 600 MeV pour un courant faisceau de 4 mA. Du fait des contraintes sur sa fiabilité, les cavités accélératrices, qui le constituent, seront susceptibles de fonctionner dans différentes configurations : pour pallier à la défaillance de l'une d'entre elles, elles doivent être capables de travailler au-delà de leur gradient accélérateur nominal. En conséquence, leurs réglages en tension et en phase (ainsi qu'en fréquence) sont susceptibles de varier de façons importantes suivant les contraintes imposées par la dynamique faisceau.

Afin de garantir ce fonctionnement à configurations multiples, il est nécessaire de choisir pour chaque section de la ligne accélératrice (cavités Spoke « bêta 0,35 », cavités elliptique « bêta 0,47 », cavités elliptique « bêta 0,65 ») un couplage incident et des amplificateurs de puissance RF qui répondent aux critères suivant :

- 1^{er} critère : Assurer un fonctionnement fiable en prenant des marges de sécurité raisonnables sur les paramètres critiques.
- 2^{ème} critère : Minimiser le coût d'investissement des équipements RF en dimensionnant au mieux la puissance RF installée.
- 3^{ème} critère : Minimiser le coût de fonctionnement sur la durée de vie de la machine en optimisant l'efficacité électrique des équipements.

Ici, on s'intéresse seulement au choix du couplage pour les cavités accélératrices de la section « bêta 0,47 », et on discutera aussi leurs besoins en puissance RF.

Pour cela, on regarde, dans un premier temps, le mode de fonctionnement nominal du

linac de MYRRHA, où il faut accélérer un faisceau de protons de 4 mA.

D.2 Choix du couplage

Le choix du couplage pour une cavité supraconductrice est basé sur des critères liés au bilan des puissances mises en jeu dans la cavité. Au chapitre 5, on a montré qu'il existe un couplage optimal, qui permet de limiter la puissance délivrée par le générateur ; dans ce cas la puissance réfléchie est alors nulle. Dans le cas d'une cavité accélératrice supraconductrice ce couplage optimal est tel que :

$$Q_{i_{opt}} \approx \frac{V_{cav}}{2I_{b0}(r/Q) \cos(\phi_s)} \quad (D.1)$$

Il dépend alors du courant faisceau I_{b0} que l'on souhaite accélérer, de la tension accélératrice que doit fournir la cavité (V_{cav}) et de la phase entre ces deux grandeurs, c'est à dire la phase synchrone, ϕ_s . La géométrie de la cavité joue aussi un rôle important avec la présence du paramètre (r/Q) . Il faut remarquer que les valeurs de V_{cav} et (r/Q) dépendent de la vitesse des particules. Ainsi, chacune des 30 cavités de la section $\beta_g = 0,47$ a son propre réglage en tension et en phase (cf. Figure D.1).

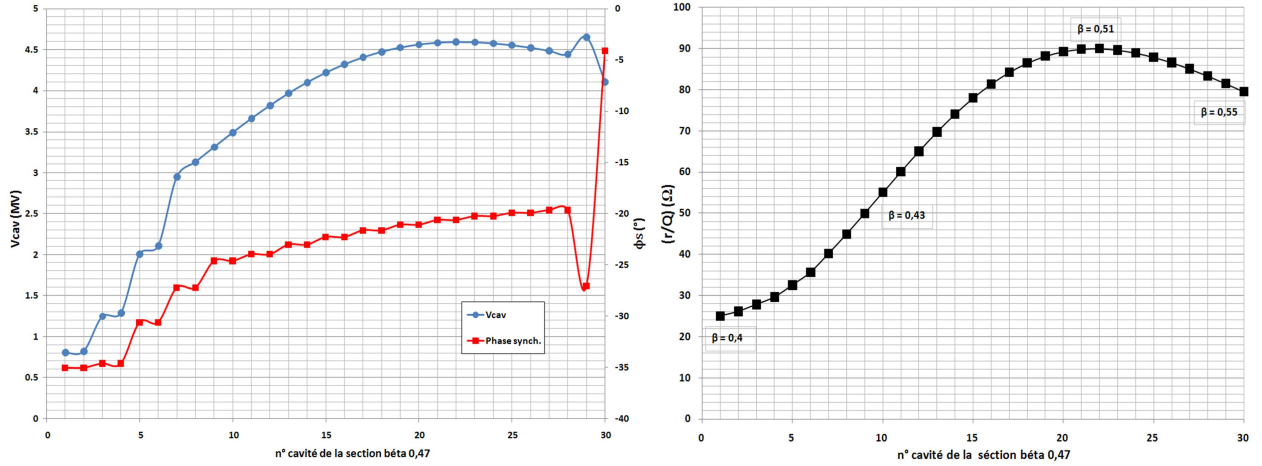


FIGURE D.1 – A gauche : les différents points de fonctionnement nominaux des 30 cavités de la section « bêta 0,47 ». A droite : les (r/Q) pour chaque cavité de la section accélératrice. Cette valeur dépend de la vitesse réduite des particules, elle est maximale pour $\beta = 0,51$.

On comprend alors que pour chaque cavité il existe un couplage optimal, auquel on peut associer une puissance RF délivrée par le générateur en régime stationnaire, qui s'écrit dans le cas général :

$$P_g = \frac{V_{cav}^2 Q_i}{8(r/Q)Q_L^2} (1 + \tan^2(\psi)) + \frac{I_{b0} V_{cav} Q_i}{2Q_L} (\cos(\phi_s) + \sin(\phi_s) \tan(\psi)) + \frac{(r/Q) Q_i}{2} I_{b0}^2 \quad (D.2)$$

On considère ici que les cavités ont un $Q_0 \sim 10^{10}$, et par conséquent $Q_i \approx Q_L$. Dans le cas idéal où une cavité est parfaitement réglée en fréquence, la phase ψ est égale à $-\phi_s$. Dans ces conditions, on peut déduire, pour chacune des cavités, la puissance RF optimale, c'est à dire la puissance délivrée par la source RF telle que la puissance réfléchie soit nulle. Sur la Figure D.2, on a tracé la puissance consommée par chaque cavité, couplée de façon optimale.

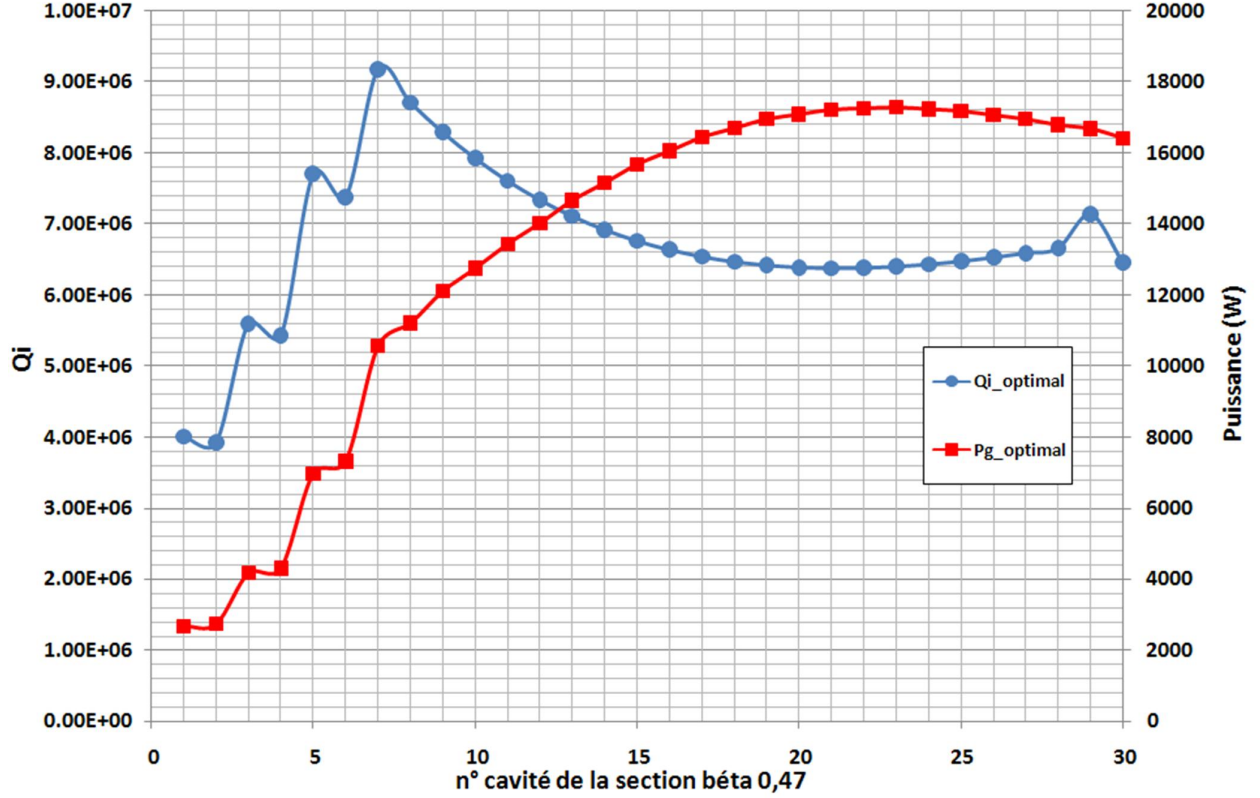


FIGURE D.2 – Couplages optimaux et puissance nécessaire pour alimenter chacune des cavités accélératrices, avec $I_0 = 4$ mA.

Dans ce cas optimal, en sommant l'ensemble des puissances, on obtient la puissance RF totale nécessaire : $P_{RF\ totale} = 400,5$ kW.

On constate aussi sur la Figure D.2, que la valeur du couplage optimal varie d'un ordre de grandeur (de 10^6 à 10^7) selon la position des cavités dans la section accélératrice. Ceci signifierait que chaque cavité doit avoir un coupleur de géométrie différente : la longueur de l'antenne peut varier de 2 à 3 centimètres.

Une telle option n'est cependant pas envisageable et il est préférable de choisir un couplage identique pour toutes les cavités. D'une part pour des raisons liées au coût de fabrication du jeu de 30 coupleurs et d'autre part car on assure ainsi l'interchangeabilité des cryomodules lors du montage.

Afin de déterminer la valeur de Q_i qui permettra de limiter les pertes RF globales, on a calculé pour différents couplages, l'efficacité RF de la section accélératrice. Cette efficacité

est définie comme le rapport entre la puissance totale délivrée par les sources et la puissance fournie au faisceau ($P_b = V_{cav} I_{b0} \cos(\phi_s)$). Les variations de l'efficacité en puissance selon le couplage Q_i sont illustrées en Figure D.3.

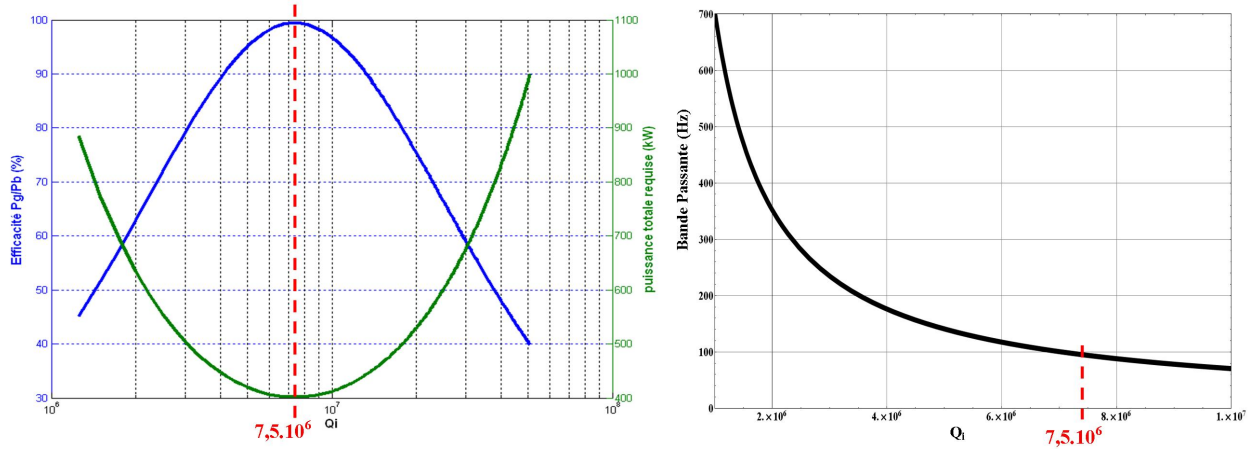


FIGURE D.3 – A gauche : variations de l'efficacité et de la puissance RF totale à fournir en fonction du couplage des cavités. A droite : décroissance de la bande passante des cavités en fonction du couplage incident.

On constate donc que l'efficacité en puissance est la meilleur ($\sim 99,5\%$) pour un couplage $Q_i = 7,5 \cdot 10^6$, la puissance totale consommée est de l'ordre de 402 kW, ce qui est très proche du cas optimal. Ainsi le choix d'un tel couplage pour l'ensemble des cavités est un premier élément de réponse pour satisfaire les 2^{ème} et 3^{ème} critères qui visent à minimiser l'investissement dans l'équipement RF tout en assurant le meilleur rendement de fonctionnement.

Il est aussi important de vérifier qu'avec le couplage choisit on se trouve dans une zone acceptable en terme de bande passante de la cavité. Pour $Q_i = 7,5 \cdot 10^6$, la bande passante est d'environ 95 Hz, ce qui reste une valeur acceptable au vue des perturbations microphoniques attendues ($\Delta f_{rms} = 20$ Hz). L'amplitude de ces perturbations reste tout de même à confirmer, par la mesure sur le cryomodule 700 MHz afin de s'assurer que l'on peut fonctionner de façon fiable (1^{er} critère) sans empiéter sur les marges de puissances nécessaires dans une situation de rattrapage de panne.

Enfin, il est nécessaire de s'assurer que le couplage qui semble le plus favorable $Q_i = 7,5 \cdot 10^6$, n'engendre pas de sur-consommation importante pour certaines cavités. Ceci, aurait pour conséquence de diminuer les marges de fonctionnement de certaines sources RF et influerait donc sur leur dimensionnement. On se propose donc de discuter cet aspect dans le paragraphe suivant.

D.3 Discussion sur les spécifications des amplificateurs de puissance

Une fois le couplage nominal choisis, il est donc possible en utilisant la formule D.2 de calculer la valeur de P_g pour chacune des cavités de la section accélératrice « bêta 0,47 ». Ces puissances sont reportées en Figure D.4 dans le cas nominal ($I_0 = 4$ mA), où la fréquence de chaque cavité est ajustée tel que $\psi = -\phi_s$.

On constate alors que, les cavités fonctionnent entre 10 kW et 18 kW sauf les 6 premières qui requièrent des puissances moindres, entre 2,5 kW et 7,5 kW. On remarque aussi que dans ce cas de fonctionnement nominal, aucune cavité ne sera en surconsommation par rapport au cas de la Figure D.2 où tous les couplages sont optimisés. On peut d'ores et déjà conclure sur le fait que la valeur de $Q_i = 7,5 \cdot 10^6$ est acceptable pour le couplage des cavités de cette section accélératrice.

A présent, pour déterminer la puissance maximum que doivent fournir les amplificateurs RF, il est nécessaire d'ajouter aux besoins nominaux un surplus afin de prendre en compte toutes les incertitudes, les pertes et les perturbations que l'on rencontre durant l'opération. L'ordre de grandeur de ce surplus est de 30%. Cet ordre de grandeur est généralement basés sur des études statistiques établies sur les hypothèses suivantes [144] :

- Le courant faisceau a une stabilité de $\pm 2\%$ due aux fluctuations dynamiques des sources ECR.
- L'incertitude sur la valeur de la tension accélératrice est de $\pm 2\%$. Cette imprecision est due à l'incertitude sur la mesure de temps de vol des faisceaux et à la précision de la boucle LLRF.
- L'incertitude sur la valeur de la phase synchrone est de $\pm 2^\circ$ pour des raisons liées à la mesure de phase du faisceau et à la précision du système LLRF.
- Les erreurs sur la géométrie du coupleur influent sur le couplage dans une gamme de $[6,5 \cdot 10^6 ; 8,5 \cdot 10^6]$.
- La stabilité en fréquence des cavités est estimée à $\Delta f_{rms} = \pm 20$ Hz selon les perturbations microphoniques qu'elle subie.
- L'erreur sur le (r/Q) est estimée à $\pm 5\%$, elle est liée aux erreurs d'estimations des simulations RF, à la géométrie des cavités, et à l'énergie du faisceau.
- A l'ensemble de ces erreurs, on rajoute généralement un budget de 10% pour tenir compte des pertes dans les lignes RF (guides d'ondes, circulateurs, transitions, etc).

A ce surplus de puissance, nécessaire pour anticiper les erreurs de fonctionnement, il faut aussi ajouter une marge qui permet d'augmenter le champ accélérateur de 30% dans chacune des cavités pour les procédures de compensations d'une panne. Afin d'estimer ces besoins en puissance on a représenté en Figure D.4 la puissance requise pour assurer le fonctionnement de chacune des cavités dans quatres cas différents :

- Le premier (courbe bleue) , donne les puissances incidentes requises pour chacune des cavités. Dans ce cas nominales, les 6 premières cavités nécessitent des puissances moins

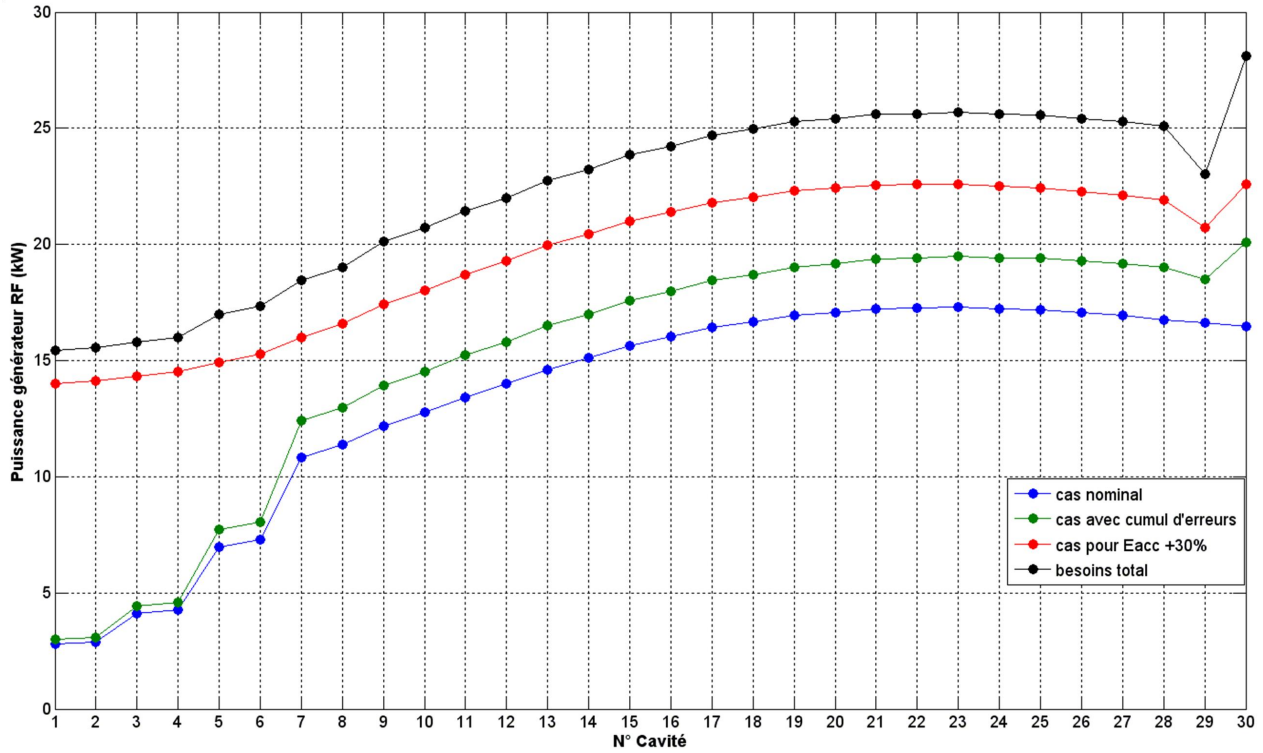


FIGURE D.4 – Représentation, dans différents cas de figure, de la puissance incidente requise pour assurer le bon fonctionnement de chacune des cavités de la section « bêta 0,47 ».

importantes que le reste de la ligne car elle fonctionnent à des gradients accélérateur plus faibles et pour des énergies plus basses.

- Le second cas (courbe verte) représente l'un des cas de fonctionnement les plus défavorables, pour lequel on a considéré un impact maximum de chacune des erreurs précitées. Le courant faisceau est considéré de 2% plus important que dans le cas nominal, les erreurs sur la tension accélératrice ainsi que sur la phase synchrone sont elles aussi maximisées à 2%. Le désaccord en fréquence de la cavité est supposé différent de 20 Hz par rapport à l'accord optimal (tel que les valeurs de $|\psi|$ et de $|\phi_s|$ soient les plus éloignées possible). Enfin les valeurs des (r/Q) sont supposées inférieures à 5% par rapport au cas nominal.

On constate par exemple que la 23^{ème} cavité aura besoin d'une augmentation de puissance d'environ 15% et la dernière cavité (la 30^{ème}) voit augmenter sa puissance incidente de 21%. A ces valeurs, il faut ajouter les 10% de surplus nécessaires pour compenser les pertes. On se trouve alors dans les cas les plus délicat une marge de puissance nécessaire d'environ 30%.

- La troisième courbe (en rouge) illustre le cas, où le champ accélérateur a été augmenté

de 30% dans toutes les cavités¹. On constate notamment que le besoins en puissance pour les premières cavités est drastiquement accru de plus de 250%.

- Enfin la dernière courbe (en noir) représente le cumul des erreurs et du besoin sur la marge en puissance pour garantir la fiabilité et la tolérance aux fautes de l'accélérateur. On peut alors constater que les 6 premières cavités peuvent être raisonnablement alimentées par des sources RF d'une capacité de 20 kW, alors que pour les autres cavités de la ligne, il est préférable que celles-ci soient alimentées par des générateurs de 30 kW.

D.4 Conclusion

En conclusion les spécifications proposées pour la valeur du couplage incident sur les cavités de la section « bêta 0,47 » sont :

- $Q_i = 7,5 \cdot 10^6$
- Pour une plage de tolérance de $6,5 \cdot 10^6 \leq Q_i \leq 8,5 \cdot 10^6$

Les spécifications proposées concernant les caractéristiques des amplificateurs de puissance sont :

- Pour les cavités 1 à 6 :
6 amplificateurs capables de fournir au moins 20 kW.
- Pour les cavités 7 à 30 :
24 amplificateurs capables de fournir au moins 30 kW.

Ces spécifications sont à débattre, selon les solutions technologiques existantes et l'analyse statistique en ce qui concerne les erreurs et les perturbations peut être approfondie.

Toutefois, on se basera sur ces données pour l'étude, sur l'asservissement et la tolérance aux pannes des cavités du linac de MYRRHA, proposée dans le chapitre 5.

1. Ce surplus de 30 % est calculé au β_g : pour chaque cavité, on a pris $E_{acc} = 1,3 E_{acc}(\beta_g)$

Bibliographie

- [1] T. SAEKI, F. FURUTA, K. SAITO, Y. HIGASHI, T. HIGO, S. KAZAKOV, H. MATSUMOTO, Y. MOROZUMI, M. GE, HS KIM *et al.* : Series tests of high gradient single-cell superconducting cavity for the establishment of the KEK recipe. *Proc. of EPAC06, Edinburgh*, 2006.
- [2] SOCIÉTÉ FRANÇAISE D'ENERGIE NUCLÉAIRE : Introduction à l'énergie nucléaire. <http://www.sfen.org>.
- [3] OECD Nuclear Energy Agency. *Nuclear Energy Data 2010*. OECD Publishing, 2011.
- [4] Agence Nationale pour la Gestion des Déchets Radioactifs. *Inventaire national des matières et déchets radioactifs, Rapport de synthèse*, 2009.
- [5] B. BOULLIS, M. LECOMPTE et G. LACQUEMENT : Long lived radionuclide partitionned at will. *Clefs Cea*, (46):13–17, 2002.
- [6] R. DAUTRAY : Cinquante ans de nucléaire dans le monde. *La vie des sciences*, 1993.
- [7] S. SALA et M. SALVATORES : Réduction de la radiotoxicité des déchets nucléaires à vie longue : Etudes théoriques et stratégiques de la transmutation des actinides mineurs et des produits de fission dans les réacteurs électronucléaires. 1995.
- [8] T.H. PIGFORD : Thorium fuel cycles compared to uranium fuel cycles. *Le Journal de Physique IV*, 9(PR7), 1999.
- [9] Loi n° 2006-739 du 28 juin 2006 de programme relative à la gestion durable des matières et déchets radioactifs. <http://www.legifrance.gouv.fr/>.
- [10] M. FURUSAKA, R. HINO, Y. IKEDA, H. IKEZOE, J. IMAZATO, Y. KUNO, Y. MIYAKE, H. MIYATAKE et H. YOKOMIZO : The Joint Project for High-Intensity Proton Accelerators. *Nippon Genshiryoku Kenkyujo JAERI*, 1999.
- [11] E. M. GONZÁLEZ ROMERO : Rational and added value of P&T for waste management policies. Rapport technique, Projet PATEROS, WP1, D1.1, mars 2007. sixth Framework programme, Research and training on nuclear energy, Coordination action.
- [12] M.L.E OLIPHANT, P. HARTECK et L. RUTHERFORD : Transmutation effects observed with heavy hydrogen. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 144(853):692–703, 1934.
- [13] A. BARBENSI, C. CORSINI, L. MANSANI, C. ARTIOLI et G. GLINASTIS : EFIT : the European Facility for Industrial Transmutation of Minor Actinides. *ACCAPP07*.
- [14] R. BRISSOT et J-P. SCHAPIRA : *Aval du cycle électronucléaire : Transmutation et incinération des déchets nucléaires, Axes de recherche*. INP Grenoble. Cours de GEN 3 et master énergétique physique.
- [15] A. ZAETTA : transmutation is technically feasible. *Clefs Cea*, (46):34–39, 2002.
- [16] C. RUBBIA, J.A. RUBIO, S. BUONO, F. CARMINATI, N. FIÉTIER, J. GALVEZ, C. GELES, Y. KADI, R. KLAPISCH, P. MANDRILLON *et al.* : *Conceptual design of a fast neutron operated high power energy amplifier*. ENEA, 1996.
- [17] J-L. BIARROTTE : *Etude des cavités supraconductrices pour les accélérateurs de protons de forte puissance*. Thèse de doctorat, Paris 11, Saclay, 2000. Soutenue le 22 Décembre 2000.

- [18] G.J. VAN TUYLE, M. TODOSOW, A.L. ARONSON, H. TAKAHASHI et M.J. GEIGER : Accelerator-driven sub-critical target concept for transmutation of nuclear wastes. Rapport technique, Brookhaven National Lab., Upton, NY (United States), 1991.
- [19] A. GUERTIN, N. THIOLLIERE et J-B. CLAVEL : Systèmes assistés par accélérateurs. Journées de réflexions CNRS/IN2P3, décembre 2010. exposé oral, <http://www.cenbg.in2p3.fr/JPES2010/spip.php?rubrique6>.
- [20] P. ZALEWSKI : Higgs at lep. *Acta Phys. Pol. B*, 33(11), 2002.
- [21] U. AMALDI : The importance of particle accelerators. *europhysics news*, 31(6):5–9, 2000.
- [22] J.D. COCKCROFT et E.T.S. WALTON : Experiments with high velocity positive ions. II-the disintegration of elements by high velocity protons. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*, 137(831):229, 1932.
- [23] R.J. VAN DE GRAAFF : A 1,500,000 volt electrostatic generator. *Phys. Rev*, 38, 1931.
- [24] G. ISING : Arkiv för Matematik. *Astronomi och Fysik*, 18(1), 1924.
- [25] R. WIDEROE : her ein Neues Priniip zur Herstellung hoher Spannungen, Archiv fir Elektrotechnik 21 (1928). translated by GE Fischer, FW Brasse, H. Kumpfert and H. Hartmann as *A New Principle for the Generation of High Voltages (2)*, pages 92–115.
- [26] L.W. ALVAREZ, H. BRADNER, J.V. FRANCK, H. GORDON, J.D. GOW, L.C. MARSHALL, F. OPPENHEIMER, W.K.H. PANOFSKY, C. RICHMAN et J.R. WOODYARD : Berkeley proton linear accelerator. *Review of Scientific Instruments*, 26(2):111–133, 1955.
- [27] P.J. BRYANT : A brief history and review of accelerators. *CAS - CERN Accelerator School : 5th General accelerator physics course, Jyväskylä, Finland, 7 - 18 Sep 1992*, 1994.
- [28] E.O. LAWRENCE et M.S. LIVINGSTON : The production of high speed light ions without the use of high voltages. *Physical Review*, 40(1):19–35, 1932.
- [29] D. BOHM et L. L. FOLDY : Theory of the synchro-cyclotron. *Phys. Rev.*, 72(8):649–661, Oct 1947.
- [30] T. OHKAWA : Particle accelerator, 1959. US Patent 2,890,348.
- [31] High Energy Accelerator Research Organization Japan Atomic Energy Agency J-PARC CENTER : Accelerator facilities, 2008.
- [32] H. AÏT ABDERRAHIM, J. GALAMBOS, Y. GOHAR, S. HENDERSON, G. LAWRENCE, T. MCMANAMY, A. C. MUELLER, S. NAGAITSEV, J. NOLEN, E. PITCHER, R. RIMMER, R. SHEFFIELD et M. TODOSOW : Accelerator and Target Technology for Accelerator Driven Transmutation and Energy Production. *DOE white paper on ADS*, Sept 2010.
- [33] J. GALAMBOS, T. KOSUSHI et M. SEIDEL : Commissioning strategies, operations and performance, beam loss management, activation, machine protection. In *42nd ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on High-Intensity, High-Brightness Hadron Beams, Nashville TN*.
- [34] Y. ZHANG : Experience and Lessons with the SNS Superconducting Linac. *Procs. of IPAC01, Kyoto, Japan*, page 26, 2010.
- [35] C.E. HILL, A. LOMBARDI, R. SCRIVENS, M. VRETENAR, A. FESCHENKO et A. LIOU : Tests of the CERN proton linac performance for lhc-type beams. In *Linac 2000*, page 590, 2000.
- [36] M. SEIDEL et PA SCHMELZBACH : Upgrade of the PSI cyclotron facility to 1.8 MW. In *Proc. 18th intl. Conf. on Cyclotrons and their Applications, Giardini-Naxos*, 2007.
- [37] T. STAMMBACH, S. ADAM, HR FITZE, W. JOHO, M. MARKI, M. OLIVO, L. REZZONICO, P. SIGG et U. SCHRYBER : The feasibility of high power cyclotrons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 113(1-4):1–7, 1996.
- [38] M. SEIDEL et A.C. MEZGER : Performance of the PSI high power proton accelerator. In *International Topical Meeting on Nuclear Research Applications and Utilization of Accelerators, Vienna*, 2009.

-
- [39] M. SEIDEL, S. ADAM, A. ADELMANN, C. BAUMGARTEN, YJ BI, R. DOELLING, H. FITZE, A. FUCHS, M. HUMBEL, J. GRILLENBERGER *et al.* : Production of a 1.3 MW proton beam at PSI. *IPAC10*, page 1309.
 - [40] G.P. LAWRENCE et T.P. WANGLER : Integrated normal-conducting/superconducting high-power proton linac for the APT project. In *Particle Accelerator Conference, 1997. Proceedings of the 1997*, volume 1, pages 1156–1158. IEEE, 2002.
 - [41] H.A. ABDERRAHIM, P. BAETEN, D. DE BRUYN, J. HEYSE, P. SCHUURMANS et J. WAGEMANS : MYRRHA, a Multipurpose hYbrid Research Reactor for High-end Applications. *Nuclear Physics News*, 20(1):24–28, 2010.
 - [42] H. ABDERRAHIM, J. HEYSE et J. WAGEMANS : Status of MYRRHA and ISOL@MYRRHA in March 2010. In *Seminar on fission, Ghent, Belgium*.
 - [43] P. BAETEN, A. ABDERRAHIM, G. BERGMANS, J. HEYSE, D. MAES, B. VERBOOMEN, F. VERMEERSCH, G. VITTIGLIO, G. BAN, M. BAYLAC *et al.* : The GUINEVERE project at the VENUS facility. In *Utilisation and reliability of high power proton accelerators (HPPA5) : workshop proceedings, Mol, Belgium, 6-9 May 2007*, page 377. Organization for Economic, 2008.
 - [44] KALININE, A. et BIARROTTE, J-L. : Site internet du projet MAX. <http://ipnweb.in2p3.fr/MAX/>.
 - [45] C.M. PIASZCZYK : Operational Experiences at Existing Accelerator Facilities. In *Proceedings of the Workshop on Utilisation and Reliability of High Power Proton Accelerators : 13-15 October 1998, Mito, Japan*, page 163. Agence pour l’Energie Nucléaire, 1999.
 - [46] S.H. KIM et J. GALAMBOS : High power operational experience at the Spallation Neutron Source. In *Proceedings of the TCADS Workshop, Karlsruhe, Germany*, pages 243–250. AEN-NEA, Nuclear Energy Agency, 2010.
 - [47] R. GOBIN, P.Y. BEAUVAIS, D. BOGARD, G. CHARRUAU, O. DELFERRIERE, D.D. MENEZES, A. FRANCE, R. FERDINAND, Y. GAUTHIER, F. HARRAULT *et al.* : High intensity ECR ion source developments at CEA/Saclay. *Review of Scientific Instruments*, 73(2):922–924, 2009.
 - [48] J-L. BIARROTTE, A.C. MUELLER, H. KLEIN, P. PIERINI et D. VANDEPLASSCHE : Accelerator reference design for the MYRRHA european ADS demonstrator. In *Proceedings of Linac 10 conference , Tsukuba, Japan*, 2010.
 - [49] J-L. BIARROTTE, F. BOULY, S. BOUSSON, T. JUNQUERA, AC MUELLER, G. OLRy, E. RAMPNOUX, R. GOBIN, M. LUONG, D. URIOT *et al.* : Accelerator R&D for the european ADS Demonstrator. In *Proc. 2009 Particle Accelerator Conference, TU2RAI02, vancouver, 2009*.
 - [50] R.P. FEYNMAN, R.B. LEIGHTON et M. SANDS : *The Feynman Lectures on Physics, Mainly Electromagnetism and Matter, Volume II, part. 2*. Addison Wesley Longman, 1998.
 - [51] G.O. BOUDOURIS : *Cavités électromagnétiques*. Dunod, 1971.
 - [52] N. MARCUVITZ : *Waveguide handbook*. Peter Peregrinus Ltd, on behalf of Iee, 1986.
 - [53] J. LE DUFF : Dynamics and acceleration in linear structures. *CAS - CERN Accelerator School : 5th General accelerator physics course, Jyväskylä, Finland, 7 - 18 Sep 1992*, 1994.
 - [54] D. LONGUEVERGNE : *Etude et test d’un module accélérateur supraconducteur pour le projet Spiral 2*. Thèse de doctorat, Paris 11, Orsay, 2009. Soutenue le 19 Novembre 2009.
 - [55] D. van DELFT et P. KES : The discovery of superconductivity. *Europhysics News*, 42(1):21–25, 2011.
 - [56] H. PADAMSEE, J. KNOBLOCH et T. HAYS : *RF superconductivity for accelerators*. Wiley series in beam physics and accelerators technology, 1998.
 - [57] P. TIXADOR : *Les supraconducteurs*. Ed. Techniques Ingénieur, 1995.
 - [58] P. SCHMÜSER : Superconductivity. *CAS - CERN Accelerator School : Superconductivity in particle accelerators, Hamburg, Germany, 17 - 24 May 1995*, pages 1–45, 1996.

- [59] C. E. SOSOLIK, Joseph A. STROSCIO, M. D. STILES, E. W. HUDSON, S. R. BLANKENSHIP, A. P. FEIN et R. J. CELOTTA : Real-space imaging of structural transitions in the vortex lattice of V_3Si . *Phys. Rev. B*, 68(14), Oct 2003.
- [60] M. TINKHAM : *Introduction to superconductivity*. Dover Pubns, 2004.
- [61] D.R. TILLEY et J. TILLEY : *Superfluidity and superconductivity*. Institute of Physics publishing, 1994.
- [62] S. BOUSSON : *Etude des phénomènes thermiques dans les cavités accélératrices supraconductrices en niobium rigidifiées par projection thermique*. Thèse de doctorat, Paris XI, Orsay, 2000. Soutenue le 22 Février 2000.
- [63] D. C. MATTIS et J. BARDEEN : Theory of the anomalous skin effect in normal and superconducting metals. *Phys. Rev.*, 111(2):412–417, Jul 1958.
- [64] A.A. ABRIKOSOV, L.P. GOR'KOV et I.M. KHALATNIKOV : Superconductor in a high frequency field. *Sov. Phys.-JETP (Engl. Transl.) ; (United States)*, 8(1), 1959.
- [65] J.P. TURNEAURE : Microwave measurements of the surface impedance of superconducting tin and lead. Rapport technique, High Energy Physics Laboratory, Stanford University, 1967.
- [66] J. HALBRITTER : Fortran-program for the computation of the surface impedance of superconductors. Rapport technique, Kernforschungszentrum, Karlsruhe, Institut fuer Experimentelle Kernphysik, 1970.
- [67] B. AUNE, R. BANDELMANN, D. BLOESS, B. BONIN, A. BOSOTTI, M. CHAMPION, C. CRAWFORD, G. DEPPE, B. DWERSTEG, DA EDWARDS *et al.* : Superconducting TESLA cavities. *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*, 3(9), 2000.
- [68] B. BONIN et RW ROTH : Q degradation of niobium cavities due to hydrogen contamination. *In Proceedings of the 5th Workshop on RF Superconductivity*, pages 210–245, 1991.
- [69] K. SAITO et P. KNEISEL : Q-Degradation in High Purity Niobium Cavities Dependence on Temperature and RRR Value. *In Proc. of the 3rd. EPAC Conference*. Citeseer, 1992.
- [70] P. PIERINI, S. BARBANOTTI, L. MONACO et N. PANZERI : Design of the magnetic shield for TRASCO low beta elliptical cavities. *In Proceedings of the 13th International Workshop on RF Superconductivity, Peking*, 2007.
- [71] A. GUREVICH et G. CIOVATI : Dynamics of vortex penetration, jumpwise instabilities, and nonlinear surface resistance of type-II superconductors in strong rf fields. *Phys. Rev. B*, 77(10), Mar 2008.
- [72] W. WUENSCH, C. ACHARD, S. DOBERT, H.H. BRAUN, I. SYRATCHEV, M. TABORELLI et I. WILSON : Demonstration of high-gradient acceleration. *In Particle Accelerator Conference, 2003. PAC 2003. Proceedings of the*, volume 1, pages 495–497. IEEE, 2003.
- [73] U. KLEIN et D. PROCH : Multipacting in superconducting RF structures. *In Proceedings of the Conference on Future Possibilities for Electron Accelerators, Charlottesville, VA*, 1979.
- [74] R.H. FOWLER et L.W. NORDHEIM : Electron emission in intense electric fields. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 119(781):173–181, 1928.
- [75] R. GAROBY *et al.* : SPL at CERN. *paper FROBAU04, Proceedings of SRF2009, Berlin, Germany*, 2009.
- [76] K. HANKE, C. CARLI, R. GAROBY, F. GERIGK, A. LOMBARDI, S. MAURY, C. ROSSI et M. VRETENAR : Status of the Linac4 project at CERN. *In paper MOPD015, Proceedings of IPAC10, Kyoto, Japan*, 2010.
- [77] F. GERIGK, G. ARNAU, S. ATIEH, S. CALATRONI, R. CALAGA, O. CAPATINA, E. CIAPALA, M. ESHRAQI, L. FERREIRA, R. GAROBY *et al.* : Layout and machine optimisation for the SPL at CERN. 2010.
- [78] European Coordination for ACCELERATOR RESEARCH et DEVELOPMENT : <http://eucard.web.cern.ch/eucard/>.

-
- [79] M. BAYLAC, F. GERIGK, E. BENEDICO MORA, F. CASPERS, S. CHEL, J-M. DE CONTO, R. DUPERRIER, E. FROIDEFOND, R. GAROBY, K. HANKE *et al.* : *Conceptual design of the SPL II : A high-power superconducting H-linac at CERN*. CERN, 2006.
- [80] A. FACCO et V. ZVIAGINTSEV : Study on beam steering in intermediate- β superconducting quarter wave resonators. *In Particle Accelerator Conference, 2001. PAC 2001. Proceedings of the 2001*, volume 2, pages 1095–1097. IEEE, 2001.
- [81] J.R. DELAYEN, C.L. BOHN, W.L. KENNEDY, G.L. NICHOLS, C.T. ROCHE et L. SAGALOVSKY : Recent developments in the application of RF superconductivity to high-brightness and high-gradient ion beam accelerators. *In Proceedings of the Fifth Workshop on RF Superconductivity, DESY, Hamburg, Germany*.
- [82] J.R. DELAYEN : Applications of spoke cavities. *In Proc. LINAC*, 2010.
- [83] D. KOSTIN, A. GOESSEL, K. JENSCH et WD MOELLER : Superconducting accelerating module tests at desy. *In Proc. SRF*, 2009.
- [84] K. HALBACH et RF HOLSINGER : Superfish-a computer program for evaluation of rf cavities with cylindrical symmetry. *Particle Accelerators*, 7(4):213–222, 1976.
- [85] P. PIERINI, D. BARNI, A. BOSOTTI, G. CIOVATI et C. PAGANI : Cavity design tools and applications to the trasco project. *In 9th Workshop on RF Superconductivity, Santa Fe*, 1999.
- [86] J-L. BIARROTTE, H. SAFA, JP CHARRIER, S. JAIDANE, H. GASSOT, T. JUNQUERA, J. LESREL, G. CIOVATI, P. PIERINI, D. BARNI *et al.* : 704 MHz superconducting cavities for a high intensity proton accelerator. *In Proceedings of the 1999 RF Superconductivity Workshop, Santa Fe, USA*.
- [87] M. SCHUH, F. GERIGK, J. TÜCKMANTEL et Carsten P. : Influence of higher order modes on the beam stability in the high power superconducting proton linac. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 14(5), May 2011.
- [88] H-M. GASSOT : *Etudes de la stabilité mécanique des cavités supraconductrices et de la méthode de rigidification par projection thermique de cuivre*. Thèse de doctorat, Paris 11, 2001.
- [89] J. C. SLATER : Microwave electronics. *Rev. Mod. Phys.*, 18(4):441–512, Oct 1946.
- [90] H. SAUGNAC, P. BLACHE, C. COMMEAUX, G. GUILLIER, T. JUNQUERA, D. BRAUD, H. SAFA et P. SAHUQUET : CRYHOLAB, a new horizontal test cryostat for SCRF cavities. *In Proceedings of the 9th Workshop on RF Superconductivity, Santa Fe, NM, USA*, 1999.
- [91] G. DEVANZ, D. BRAUD, P. CARBONNIER, J-P. CHARRIER, S. CHEL, M. DESMONS, A. HAMDİ, H. JENHANI, D. ROUDIER et P. SAHUQUET : Cryogenic tests of a 704 MHz 1 MW power coupler. *In Proceedings of IPAC10, Kyoto, Japan*, 2010.
- [92] R. PARODI : Couplers and HOM dampers. *CERN CAS, Superconductivity and cryogenics for accelerators and detectors, Erice, Italy, May 2002*, pages 253–277, 2004.
- [93] E. HAEBEL : Couplers for cavities. *CERN CAS 96-03, Superconductivity in particles accelerators , Hamburg, Germany, May 1996*, pages 231–264, 1996.
- [94] P. BALLEYGUIER : A straightforward method for cavity external Q computation. *Particle Accelerators*, 57(2):113–128, 1997.
- [95] N.M. KROLL et D. YU : Computer determination of the external Q and resonant frequency of waveguide loaded cavities. *Particle Accelerators*, 34:231–250, 1990.
- [96] M.G. RAO et P. KNEISEL : Mechanical properties of high RRR niobium at cryogenic temperatures. *Advances in cryogenic engineering*, 40:1383–1390, 1994.
- [97] G. GASSOT, F. BOULY, G. OLRÉY et S. ROUSSELOT : Electromechanical design of 704 MHz beta 0.65 SPL cavity. *In Proceedings of SRF2011, Chicago, United-States of America, July 2011*.
- [98] S. BARBANOTTI, N. PANZERI, P. PIERINI, J-L. BIARROTTE, P. BLACHE, C. COMMEAUX, P. DUTHIL, E. RAMPNOUX et M. SOULI : Design of the prototypical cryomodule for the eurotrans superconducting linac for nuclear waste transmutation. 2008.

- [99] D. BARNI, G. BELLOMO, G. BISOFFI, A. BOSOTTI, L. CELONA, A. CHINCARINI, G. CIAVOLA, M. COMUNIAN, A. FACCO, S. GAMMINO *et al.* : Status of the high current proton accelerator for the TRASCO program. In *Proceedings of EPAC 2002*.
- [100] A. BOSOTTI, C. PAGANI, N. PANZERI, P. PIERINI, G. CIOVATI et P. KNEISEL : Characterization of an elliptical low beta multicell structure for pulsed operation. In *Proceedings of the 12th SRF Workshop, Cornell, USA*.
- [101] A. BOSOTTI, C. PAGANI, P. PIERINI, J.P. CHARRIER, B. VISENTIN, G. CIOVATI et P. KNEISEL : RF tests of the $\beta=0.5$ five cell TRASCO cavities. In *Proceedings of EPAC 2004, Lucerne, Switzerland, 2004*.
- [102] P. PIERINI, N. PANZERI, A. BOSOTTI, P. MICHELATO, C. PAGANI et R. PAPARELLA : Report on tuner design. *CARE-Note-2006-003-HIPPI*, available from <http://www.dapnia.cea.fr/Documentation/Care/index.php>.
- [103] D. BARNI, A. BOSOTTI, C. PAGANI, R. LANGE et H.B. PETERS : A new tuner for TESLA. In *Proceedings of EPAC2002, Paris, France*.
- [104] R. PAPARELLA : *Fast frequency tuner for high gradient SC cavities for ILC and XFEL*. Thèse de doctorat, Università degli studi di Milano : Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali, Milano, 2007.
- [105] I.E. CAMPISI, E.F. DALY, J.E. HENRY, P. KNEISEL, W.J. SCHNEIDER, M. STIRBET et K.M. WILSON : The fundamental power coupler prototype for the spallation neutron source (sns) superconducting cavities. In *Particle Accelerator Conference, 2001. PAC 2001. Proceedings of the 2001*, volume 2, pages 1140–1142. IEEE, 2001.
- [106] M. SOULI : *Etude et développement d'un coupleur de puissance pour les cavités supraconductrices destinées aux accélérateurs de protons de haute intensité*. Thèse de doctorat, Paris 11, Orsay, 2007. Présenté le 13 Juillet 2007.
- [107] Communications privées, E. Rampnoux (IPNO) et P. Blache (IPNO).
- [108] F. BOULY : Conception d'un coupleur de puissance radiofréquence pour les accélérateurs de protons de type ADS, 2008. INP Grenoble, Rapport de stage Master 2.
- [109] F. BOULY, J-L. BIARROTTE, P. BLACHE, S. BOUSSON, C. COMMEAUX, P. DUTHIL, C. JOLY, J. LESREL, E. RAMPNOUX, S. BARBANOTTI, A. BOSOTTI, L. MONACO, P. MICHELATO, R. PAPARELLA, P. PIERINI et M. SOULI : Construction of a 700 MHz prototypical cryomodule for the EUROTRANS ADS proton linear accelerator. In *Proceedings of the 14th International Conference on RF Superconductivity (SRF2009)*.
- [110] C. MIELOT : *Etude d'une cavité accélératrice supraconductrice de type spoke et de son coupleur de puissance associé*. Thèse de doctorat, Paris 11, Orsay, 2004. Soutenue le 17 Décembre 2004.
- [111] H.W. SCHREUDER : Recent developments in superconducting cyclotrons. In *Particle Accelerator Conference, 1995., Proceedings of the 1995*, volume 1, pages 317–321. IEEE, 1995.
- [112] F. BOULY, J-L. BIARROTTE et C. JOLY : Low level radio-frequency developments toward a fault-tolerant linac scheme for an accelerator driven system. 2010.
- [113] G. OLRY : *Etude d'une cavité accélératrice supraconductrice Spoke pour les accélérateurs de protons de forte intensité*. Thèse de doctorat, Paris 11, Orsay, 2004. Soutenue le 1^{er} Avril 2004.
- [114] P.A. MC INTOSH : Perturbation measurements on RF cavities at daresbury. *Dral Daresbury Laboratory, Daresbury, Warrington, UK*.
- [115] Communication privée, A. Bosotti (INFN Milano).
- [116] M. PEKELER, S. BAUER, M. TRADT, J. SCHWELLENBACH, P. vom STEIN et H. VOGEL : Superconducting cavity production and preparation at Accel Instruments GMBH. SRF, 2003.
- [117] L. BELLANTONI, H. EDWARDS, T. KHABIBOULINE et A. ROWE : Field flatness tuning of tm110 mode cavities with closely spaced modes. In *11th Workshop on RF Superconductivity*, pages 8–12.

-
- [118] J. SEKUTOWICZ, C. YINGHUA et W. YIXIANG : A different tuning method for accelerating cavities. *In Proceedings of the Fourth Workshop on RF Superconductivity, KEK, Tsukuba, Japan*, pages 849–857.
 - [119] G. DAVIS, J.R. DELAYEN, M. DRURY, T. HIATT, C. HOVATER, T. POWERS et J. PREBLE : Microphonics testing of the CEBAF upgrade 7-cell cavity. 2:1152–1154, 2001.
 - [120] Communication privée, R. Paparella (INFN Milano).
 - [121] M. LUONG, P. BOSLAND, G. DEVANZ et E. JACQUES : Analysis of microphonic disturbances and simulation for feedback compensation. *Proc. of the 10th EPAC (2006)*, 2006.
 - [122] S.D. HENDERSON : Spallation Neutron Source operation at 1 MW and beyond. *Proceedings of LINAC10, Tsukuba, Japan*, 2010.
 - [123] V. PEPLOV, D. ANDERSON, R. CUTLER, J. HICKS, R. SAETHRE, M. WEZENSKY *et al.* : SNS Linac Modulator Operational History and Performance. *In Proceedings of 2011 Particle Accelerator Conference, New York, NY, USA*.
 - [124] J-L. BIARROTTE et P. PIERINI : Report on cryomodule design and schedule. Rapport technique, Projet EUROTRANS, WP1.3, D1.16, octobre 2009. sixth Framework programme, EURATOM, Management of Radioactive Waste.
 - [125] J-L. BIARROTTE : High power hadron accelerators : applications in support of nuclear energy. *In ICENES2011 conference, San Francisco, USA*, 2011.
 - [126] L. HARDY, J-C. BIASCI, J-F. BOUTEILLE, J-M. CHAIZE, J. CHAVANNE, P. ELLEAUME, L. FARVACQUE, G. GAUTIER, L. GOIRAND, M. HAHN *et al.* : Operation and recent developments at the ESRF. *In Proceedings of EPAC08, Genoa, Italy*, 2008.
 - [127] M. ERIKSSON et C.M. PIASZCZYK : Reliability Assessment of the LANSCE Accelerator System. *In Proceedings of the Workshop on Utilisation and Reliability of High Power Proton Accelerators : 13-15 October 1998, Mito, Japan*, page 183. Agence pour l’Energie Nucléaire, 1999.
 - [128] L. BURGAZZI et P. PIERINI : Reliability studies of a high-power proton accelerator for accelerator-driven system applications for nuclear waste transmutation. *Reliability Engineering & System Safety*, 92(4):449–463, 2007.
 - [129] S-H. KIM : Design and operating experience with the sns superconducting linac, Septembre 2010. exposé oral à FERMILAB.
 - [130] R. DUPERRIER, N. PICHOFF et D. URIOT : CEA saclay codes review. *In ICCS conference Amsterdam*, 2002.
 - [131] J-L. BIARROTTE et D. URIOT : Dynamic compensation of an RF cavity failure in a superconducting linac. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 11(7), Jul 2008.
 - [132] M. DOLÉANS : *Etude dans les cavités supraconductrices à beta-réduit*. Thèse de doctorat, Paris 7, Paris, 2003. Présenté le 22 Septembre 2003.
 - [133] T. SCHILCHER : *Vector sum control of pulsed accelerating fields in Lorentz force detuned superconducting cavities*. Thèse de doctorat, DESY, 1998.
 - [134] Communication privée, R. Paparella (INFN Milano).
 - [135] G. DEVANZ, M. LUONG et A. MOSNIER : Numerical simulations of dynamic lorentz detuning of SC cavities. *Proc. of the 8th EPAC (2002)*, 2002.
 - [136] A. MOSNIER : Control of SCRF cavities in high power proton linac. *In Proceedings of EPAC 2002, Paris, France*.
 - [137] C. JOLY, S. BERTHELOT, J-F. YANICHE, O. LE DORTZ, H. LEBBOLO et D. MARTIN : Digital low level radio frequency system (dllrf). *IPN Orsay Activity Report 2008/2009*, 2009.
 - [138] K. PRZYGODA, W. JALMUZNA, T. POZNIAK, J. ANDRYSZCZAK et A. NAPIERALSKI : FPGA implementation of multichannel detuning computation for sc linacs. *In Proceedings of EPAC08, Genoa, Italy*, 2008.

- [139] A. BRANDT : *Development of a Finite State Machine for the Automated Operation of the LLRF Control at FLASH*. Thèse de doctorat, Universitat Hamburg, 2007.
- [140] M. LIEPE et S.N. SIMROCK : Adaptive feed forward for digital RF control system for the TESLA test facility. *In Proceedings of EPAC98, Stockholm, Sweden, 1998*.
- [141] Lifetime test results of piezo multilayer actuators. Rapport technique, PI Ceramic, 2010. <http://www.piceramic.com>, consulté le 25 mai 2011.
- [142] M. LIEPE, S. BELOMESTNYKH, E. CHOJNACKI, Z. CONWAY, G. HOFFSTAETTER, R. KAPLAN, S. POSEN, P. QUIGLEY, J. SEARS, V. SHEMELIN *et al.* : Status of the cornell erl injector scrf cryomodule.
- [143] S. LIDIA : Modifications to a TESLA cavity for CW high-current operations.
- [144] J-L. BIARROTTE : Spécifications pour le couplage et la puissance des amplificateurs du linac supraconducteur spiral-2. Rapport technique. note interne, n° EDMS : I-011525.

